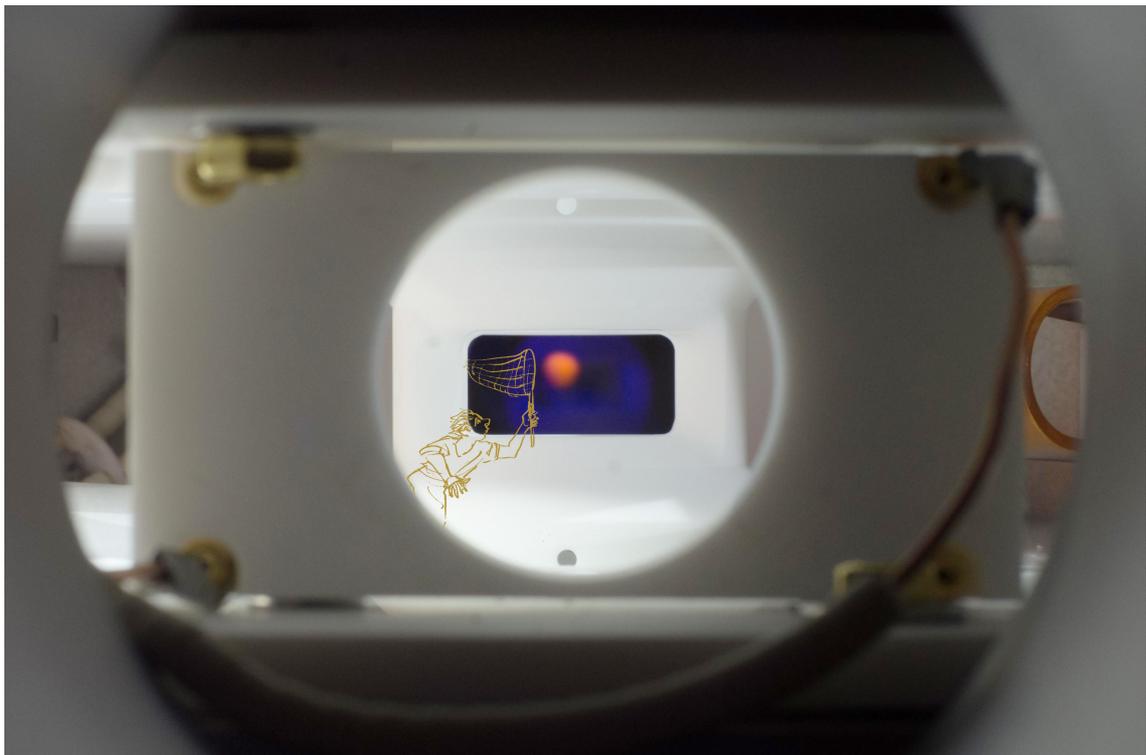


---

# Laserkühlung von $^{39}\text{K}$ und $^{40}\text{K}$ Atomen mit einer Kombination aus zwei- und dreidimensionaler magneto-optischer Falle

Laser cooling of  $^{39}\text{K}$  and  $^{40}\text{K}$  atoms with a combination of a two- and three-dimensional magneto-optical trap

---



Erstgutachter: Prof. Dr. Henning Moritz  
Zweitgutachter: Dr. Thomas Lompe

Masterarbeit im Studiengang Physik  
an der Universität Hamburg



## Zusammenfassung

Die Quantensimulation mit ultrakalten, fermionischen Atomen ist ein vielversprechender Ansatz, um Festkörpersysteme zu simulieren, deren effiziente oder genaue Simulation mit klassischen Computern unmöglich ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurde für solch ein Experiment ein Lasersystem zum Betrieb einer zwei- und einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle aufgebaut. Mit diesem System konnten erfolgreich Atome gefangen und dopplergekühlt werden.

Für das Lasersystem werden zwei Diodenlaser bei 766,7 nm in Kombination mit Trapezverstärkern eingesetzt. Einer der Laser erzeugt Licht, das für die Laserkühlung von Kalium auf dessen D2-Linie benötigt wird, der andere wird eingesetzt, um die Atome aus anderen internen Zuständen in den Kühlübergang zurückzupumpen. Das Lasersystem ist räumlich vom Experiment getrennt, die benötigten Laserstrahlen werden über Fasern angeliefert. Durch eine Kombination aus Shuttern und akusto-optischen Modulatoren können die einzelnen Strahlen schnell und flexibel geschaltet werden.

Der Rückpumplaser wird mithilfe von Modulations-Transfer-Spektroskopie stabilisiert, der Kühllaser relativ zum Rückpumplaser durch einen Offsetlock. Die Stabilisierung ist robust, zuverlässig und so flexibel, dass sowohl das bosonische  $^{39}\text{K}$  als auch das fermionische  $^{40}\text{K}$ -Isotop gefangen werden können. Sowohl 2D- als auch 3D-MOT wurden ausführlich optimiert und charakterisiert: Für  $^{39}\text{K}$  erreichen wir Laderaten von  $(7,5 \pm 0,9) \cdot 10^8 \text{ Atomen/s}$ , für  $^{40}\text{K}$  von  $(1,0 \pm 0,1) \cdot 10^4 \text{ Atomen/s}$ . Letzteres wird aus einer natürlichen Kaliummischung geladen, in der der  $^{40}\text{K}$ -Isotopenanteil nur  $1,2 \cdot 10^{-4}$  ist, später soll eine auf 12% angereicherte Ampulle genutzt werden. Die dopplergekühlten Atome können in eine Magnetfalle transferiert werden, in der die Lebensdauer  $(67,9 \pm 0,9) \text{ s}$  beträgt und durch Stöße mit dem Hintergrundgas limitiert ist. Die realisierten Atomfallen stellen damit eine gute Grundlage für die kommenden Experimente dar.

Außerdem wurde auch ein Lasersystem für die weitere Kühlung der Atome durch eine graue Melasse auf der D1-Linie (770,1 nm) geplant. Das zusätzliche Lasersystem wurde bisher teilweise aufgebaut und soll die Atome von einigen 100  $\mu\text{K}$  auf etwa 20  $\mu\text{K}$  kühlen.

## Abstract

Quantum simulation with ultracold fermionic atoms is a promising approach to simulate solid state systems which cannot be simulated efficiently or accurately with classical computers. To realize such an experiment, a laser system which could be used to operate a two- and a three-dimensional magneto-optical trap was built in this thesis. Using that system atoms were successfully trapped and laser cooled.

The laser system consists of two diode lasers at 766,7 nm, each of them is amplified by a TA. One of the lasers produces the light necessary for the laser cooling of potassium on its D2 line, the other is needed to repump the atoms from other internal states back to the cooling transition. The laser system is spatially separated from the experiment, the required laser beams are delivered to the experiment via optical fibers. The specific beams can be switched fast and flexibly with a combination of shutters and acousto-optical modulators.

The repumping laser is locked to an atomic transition via modulation transfer spectroscopy on a vapor cell, the cooling laser is locked relatively to the repumper using an offset lock. The locking is robust, reliable and flexible enough that both the bosonic  $^{39}\text{K}$  as well as the fermionic  $^{40}\text{K}$  isotope can be trapped. Both 2D and 3D MOT were optimized and characterized in detail: For  $^{39}\text{K}$  we reach loading rates of  $(7,5 \pm 0,9) \cdot 10^8 \text{ atoms/s}$ , for  $^{40}\text{K}$  of  $(1,0 \pm 0,1) \cdot 10^4 \text{ atoms/s}$ . The latter is loaded out of a potassium mixture with a relative natural abundance of  $1,2 \cdot 10^{-4}$ . It is planned that at a later stage a metallic source enriched to 12%  $^{40}\text{K}$  will be used. The Doppler cooled atoms can be loaded into a magnetic trap where the lifetime is  $(67,9 \pm 0,9) \text{ s}$ , limited by collisions of the background gas. The atomic traps realized here serve as a good basis for future experiments.

Finally, a laser system was planned for the further cooling of the atoms with gray molasses cooling on the D1 line (770,1 nm). This laser system was partly assembled and should be able to cool the atoms of several 100  $\mu\text{K}$  to about 20  $\mu\text{K}$ .

# Inhaltsverzeichnis

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Mit kalten Atomen elektronische Systeme simulieren</b>             | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>MOT Lasersystem</b>  | <b>5</b>  |
| 2.1      | Anforderungen . . . . .   | 5         |
| 2.1.1    | Levelschema . . . . .   | 6         |
| 2.1.2    | Laser . . . . .   | 6         |
| 2.1.3    | Laserverstärker . . . . .   | 8         |
| 2.2      | Planung des Systems . . . . .   | 9         |
| 2.2.1    | Flexibles Stabilisierungsschema für beide Isotope . . . . .           | 9         |
| 2.2.2    | Benötigte Strahlleistungen . . . . .                                  | 11        |
| 2.2.3    | Weitere Designentscheidungen . . . . .                                | 13        |
| 2.3      | Details zu den Lasern und Laserverstärkern . . . . .                  | 16        |
| 2.3.1    | Rückpumplaser . . . . .   | 16        |
| 2.3.2    | Kühlaser . . . . .  | 18        |
| <b>3</b> | <b>Magneto-optische Fallen</b>  | <b>23</b> |
| 3.1      | Funktionsprinzip . . . . .  | 23        |
| 3.1.1    | Dopplerkühlen . . . . .   | 23        |
| 3.1.2    | Magneto-optische Falle . . . . .                                      | 24        |
| 3.1.3    | 2D-MOT . . . . .  | 24        |
| 3.2      | Optik und Magnetfelder für die 2D-MOT . . . . .                       | 26        |
| 3.3      | Alleiniger Betrieb der 2D-MOT . . . . .                               | 28        |
| 3.3.1    | Spektroskopie am Hintergrundgas der 2D-MOT . . . . .                  | 28        |
| 3.3.2    | Detektion der Atome . . . . .   | 29        |
| 3.3.3    | Abschätzungen von Teilchenzahl und Teilchenfluss in die MOT . . . . . | 30        |
| 3.4      | Aufbau der 3D-MOT . . . . .   | 33        |
| 3.4.1    | Vakuumkammer . . . . .  | 33        |
| 3.4.2    | Optik und Magnetfelder . . . . .                                      | 35        |
| 3.5      | Messungen mit der 3D-MOT . . . . .                                    | 36        |
| 3.5.1    | Wahl der Abbildungs-Parameter . . . . .                               | 36        |
| 3.5.2    | Verstimmung . . . . .   | 40        |
| 3.5.3    | Ladekurve . . . . .   | 41        |

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| 3.5.4    | Einfluss der Laserleistungen . . . . .     | 42        |
| 3.5.5    | Magnetfeldgradient in der MOT . . . . .    | 47        |
| 3.5.6    | Lebensdauermessungen . . . . .             | 47        |
| 3.6      | Vergleich mit Literaturwerten . . . . .    | 49        |
| <b>4</b> | <b>Planung des D1 Lasersystems</b>         | <b>53</b> |
| 4.1      | Grundlagen der grauen Melasse . . . . .    | 53        |
| 4.1.1    | Sisyphuskühlen . . . . .                   | 54        |
| 4.1.2    | Dunkelzustand . . . . .                    | 54        |
| 4.1.3    | Kalium . . . . .                           | 55        |
| 4.2      | Planungsaspekte des Lasersystems . . . . . | 56        |
| 4.2.1    | Wahl der Laserfrequenzen . . . . .         | 56        |
| 4.2.2    | Strahlanlieferung . . . . .                | 58        |
| <b>5</b> | <b>Fazit</b>                               | <b>61</b> |
|          | <b>Literatur</b>                           | <b>63</b> |

# 1 Mit kalten Atomen elektronische Systeme simulieren

Das letzte Jahrhundert wurde maßgeblich von der Entwicklung neuer Festkörpermaterialeen beeinflusst. So sind Transistoren, Leuchtdioden oder andere Halbleiter aus unserem Alltag nicht mehr wegzudenken, genauso wie Supraleiter zu einem festen Bestandteil in wissenschaftlichen und klinischen Geräten geworden sind. All diese Materialien lassen sich mit der klassischen Physik nicht verstehen und benötigen quantenmechanische Erklärungen. Sie basieren auf der Dynamik der Elektronen, die aber viel zu klein und zu schnell sind, um der direkten Beobachtung in einem Festkörper zugänglich zu sein. Für das weitere Verständnis werden Modelle benötigt, die beobachtete Effekte beschreiben können.

## Hubbard-Modell

Ein vielversprechendes Modell, um das Verhalten der Elektronen theoretisch zu beschreiben, ist das Hubbard-Modell [1]. In diesem Modell befinden sich Fermionen in einem periodischen Gitter, mit maximal zwei Teilchen pro Gitterplatz. Wenn zwei Teilchen denselben Platz besetzen, benötigen sie dafür die potenzielle Energie  $U$ . Außerdem können sie von einem Gitterplatz zum nächsten tunneln, was mit einer Verringerung der kinetischen Energie  $t$  einhergeht. Durch Variation der beiden Parameter und der Teilchenzahl ist das Modell vielseitig einsetzbar. Trotz dieser einfachen Annahmen können damit beispielsweise Mott-Isolatoren [2] und deren Übergang zum Metall oder Antiferromagneten beschrieben werden. Eine große Hoffnung besteht darin, Hochtemperatur-Supraleiter mit Hilfe des Hubbard-Modells zu verstehen und mit dessen Verständnis Wege zu finden, die Sprungtemperatur weiter heraufzusetzen, vielleicht sogar bis zu Raumtemperatur.

## Quantenmechanische Komplexität

Leider ist das Modell analytisch nur für wenige, einfache Fälle lösbar und auch numerisch lassen sich nur sehr kleine Systeme berechnen, da der Speicherbedarf mit  $4^n$  exponentiell mit der Zahl der Gitterplätze skaliert. Ohne Ausnutzung von Symmetrien und anderer Optimierung benötigt die Hamilton-Matrix bei nur zehn Gitterplätzen schon etwa 4 TB Speicherplatz, viel mehr als zwanzig Plätze sind auch auf Supercomputern nicht mehr berechenbar [3]. Der Rechenaufwand nimmt bei Fermionen exponentiell zu, was sich wahrscheinlich aus funda-

mentalenen Gründen nicht umgehen lässt [4].

### Simulation mit kalten Gasen

“I’m not happy with all the analyses that go with just the classical theory, because nature isn’t classical, dammit, and if you want to make a simulation of nature, you’d better make it quantum mechanical, and by golly it’s a wonderful problem, because it doesn’t look so easy.”

(Richard Feynman (1982) [5])

Ein universeller Quantencomputer zum Simulieren dieser Probleme liegt in ferner Zukunft. Kalte Gase ermöglichen es aber bereits, das Hubbard-Modell zu implementieren [6, 7]. So gelang ein Durchbruch bei der Beobachtung des Phasenübergangs zwischen Suprafluid und Mott-Isolator in einem optischen Gitter [6]. Über Lichtfelder und Feshbach-Resonanzen lassen sich Wechselwirkung und Gittertiefen der Atome sehr gut kontrollieren, was die Quantengase zu einem vielseitigen Werkzeug macht. Um damit das Verhalten von Elektronen in einem Festkörper mit Atomen zu simulieren, werden fermionische Isotope benötigt. Seit neuestem werden erfolgreich Experimente mit Quantengasmikroskopen zur unmittelbaren Beobachtung von fermionischen Atomen durchgeführt [8, 9, 10], wodurch sich die Dynamik von Elektronen fast direkt beobachten lässt.

Für die Hochtemperatur-Supraleitung wird angenommen, dass langreichweitige Wechselwirkungen, insbesondere  $d$ -Wellen-Streuung, eine wesentliche Rolle spielen [11]. Es besteht die Hoffnung, Supraleiter über das Hubbard-Modell verstehen zu können. Für die Realisierung von Experimenten, die entsprechende Wechselwirkungen in optischen Gittern beobachten können, werden bislang aber noch nicht die benötigten ultrakalten Temperaturen erreicht [12].

### Fermionen in Töpfen

Um diese Limitierung zu umgehen, gibt es den Ansatz, die Atome nicht in einem optischen Gitter sondern in einzelnen Potenzialtöpfen zu fangen (Abbildung 1.1). Als Verifikation wurden bereits Doppeltöpfe erfolgreich mit der Theorie verglichen [13]. Bei einer Erweiterung der Zahl der Töpfe kann schnell eine Komplexität erreicht werden, die mit numerischen Mitteln nicht mehr berechenbar ist. Wir wollen diesen Ansatz verfolgen und nach der Kalibrierung mit Doppeltöpfen die Anzahl der Plätze schrittweise erhöhen.

### Kalium

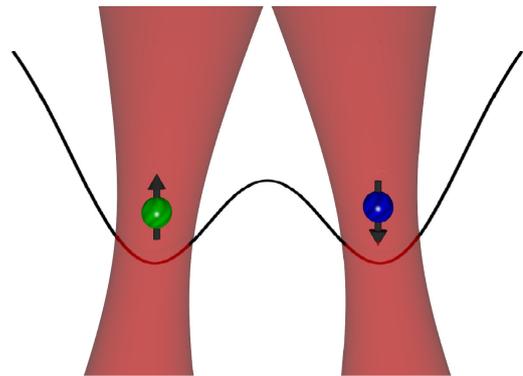
Für die Realisierung des Experiments wird ein geeignetes Element benötigt. Üblicherweise werden hierfür Alkalimetalle genutzt, die durch ein einzelnes Elektron in der äußeren Schale

---

eine relativ einfache Struktur haben. Es gibt unter den Alkalimetallen nur zwei stabile fermionische Isotope, die infrage kommen,  ${}^6\text{Li}$  und  ${}^{40}\text{K}$ . Lithium wird in dem anderen Experiment der Gruppe schon verwendet. Der Photonenrückstoß hat durch die sehr geringe Masse einen großen Effekt auf die Atome, was die Kühlung und Abbildung erschwert. Bei diesem Experiment haben wir uns für das deutlich schwerere Kalium entschieden. Das fermionische Isotop  ${}^{40}\text{K}$  hat einen wesentlichen Nachteil, die Häufigkeit liegt bei  $1,2 \cdot 10^{-4}$  im natürlichen Kalium, was eine extrem teure Anreicherung nötig macht.

## Kühlen in den Grundzustand

Voraussetzung für die Beobachtung der gewünschten Wechselwirkungen sind sehr langsame und damit kalte Atome. Das macht verschiedene Methoden der Laserkühlung erforderlich. Am Ende sollen die Atome im Grundzustand der aus optischen Pinzetten bestehenden Potenzialtöpfe gefangen werden. Diese bestehen aus einem leistungsstarken, rotverstimmten Laserstrahl, der eine Kraft in Richtung höherer Intensität verursacht. Wir beginnen mit einem Kaliumgas bei etwas mehr als Raumtemperatur und erzeugen mit einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle einen langsamen Atomstrahl, der in einer 3D-MOT gefangen wird. Dabei werden Temperaturen von wenigen  $100 \mu\text{K}$  erreicht, bevor die Atome in die Magnetfalle geladen werden. Durch kurzes Einstrahlen einer optischen Melasse wird die Temperatur weiter auf etwa  $20 \mu\text{K}$  verringert. Für den Transport der Atome unter das Mikroskop werden sie in der Magnetfalle um einige Zentimeter verschoben. Anschließend werden einzelne Atome in optische Pinzetten geladen und dort mit Hilfe von Raman-Seitenband-Kühlen bis in den Grundzustand gebracht. Nach all diesen Schritten kann mit dem eigentlichen Experiment begonnen werden. Abschließend werden die Atome nach einer kurzen Wechselwirkungszeit zwischen den Pinzetten an ihren Plätzen festgehalten und mit einer Kamera abgebildet.



**Abbildung 1.1:** Hubbard-Modell mit zwei Potenzialtöpfen aus optischen Pinzetten. Die Teilchen können tunneln und miteinander wechselwirken. Abbildung aus [14].

## Inhalt dieser Arbeit

Diese Arbeit behandelt die ersten Schritte der Laserkühlung mittels 2D- und 3D-MOT sowie die Planung der optischen Melasse. Das Lasersystem, das für beide MOTs das benötigte Licht erzeugt, wird in Kapitel 2 vorgestellt. Dabei geht es um die konkreten Anforderungen, die eingeflossenen Planungsaspekte und abschließend um einige Details zu den genutzten La-

sern. Das Grundprinzip der MOT und weitere erforderliche Komponenten für deren Betrieb folgen in Kapitel 3. Außerdem beinhaltet das Kapitel die Suche nach der 2D-MOT und eine ausführliche Charakterisierung und Optimierung der 2D- sowie der 3D-MOT. Im 4. Kapitel folgt eine knappe Einführung in das Melassenkühlen und die Planung des Lasersystems, das sich zum Zeitpunkt des Schreibens noch im Bau befindet.

## 2 MOT Lasersystem

Um für den ersten Kühschritt eine magneto-optische Falle (MOT) zu bauen, wird Licht benötigt, das resonant mit einem atomaren Übergang ist. Durch die Absorption der Photonen wird ein Impuls zum Kühlen der Atome übertragen, der die Atome bremsen kann. In Abschnitt 3.1 wird das Funktionsprinzip der MOT erläutert. Für die Planung des Lasersystems ist nur wichtig, dass das Licht resonant zu den entsprechenden Übergängen und um etwa  $-5\Gamma \approx -30$  MHz verstimmbar sein muss.

Zum Bau eines passenden Lasersystems müssen wir auf die Levelstruktur der Kalium-Isotope und die Lebensdauer der Zustände eingehen. Die sogenannte D2-Linie, die wir für die MOT nutzen, hat eine Wellenlänge von 766,7 nm und ist nah am infraroten Bereich. Zusätzlich zu dem Kühllaser wird ein Rückpumplaser benötigt, um einen geschlossenen Übergang zu realisieren. Sonst würden die Atome nach kurzer Zeit in einen für das Kühllicht dunklen Zustand fallen und wären nicht mehr gefangen.

In diesem Kapitel werden erst die genauen Anforderungen an das Lasersystem erläutert (Abschnitt 2.1), anschließend wird die konkrete Planung des Systems vorgestellt (Abschnitt 2.2) sowie die Umsetzung und einige Eigenschaften der beiden Laser (Abschnitt 2.3), wie beispielsweise die Geschwindigkeit des Offsetlocks.

### 2.1 Anforderungen

Die konkrete Ausgestaltung des Lasersystems wird maßgeblich durch die optischen Übergänge im Kaliumatom und deren Eigenschaften bestimmt. Für die Laserkühlung werden die niederenergetischsten Übergänge aus dem Grundzustand verwendet, die im nahinfraroten Bereich liegen. Die sogenannte D1-Linie hat eine Wellenlänge von  $\lambda_1 = 770,108$  nm und geht von dem Grundzustand  $4s_{1/2}$  in das angeregte Niveau  $4p_{1/2}$ . Die D2-Linie, die wir für die MOT nutzen, liegt bei  $\lambda_2 = 766,701$  nm [15] mit dem Übergang von  $4s_{1/2}$  nach  $4p_{3/2}$ . Für diese Wellenlängen gibt es gute Laserdioden, sie können wegen eines breiten Verstärkungsprofils und Steuerung der Temperatur bei  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  betrieben werden.

Neben der Wellenlänge beeinflusst die Lebensdauer  $\tau = 1/\Gamma$  der Übergänge die Sättigungsintensität, die für den D2-Übergang

$$I_{\text{sat}} = \frac{\pi \hbar c}{3\lambda^3 \tau} = 1,75 \text{ mW/cm}^2 \quad (2.1)$$

beträgt, und damit die benötigte Laserleistung. Alle genutzten Zustände haben fast die gleiche Lebensdauer, was einer natürlichen Linienbreite<sup>1</sup> von  $\Gamma/2\pi \approx 6$  MHz entspricht. Für eine effektive Laserkühlung muss die Linienbreite der Laser deutlich kleiner als die atomare Linienbreite sein. Der optimale Kühleffekt wird erreicht, wenn der Übergang mehrfach gesättigt ist. Um die dafür notwendigen Intensitäten zu erreichen, ist der Einsatz von Laserverstärkern erforderlich. Bei den gewünschten Wellenlängen gibt es passende, sogenannte Trapezverstärker (TA, nach engl. tapered amplifier), die mit 2 W genügend Licht zur Verfügung stellen.

In den folgenden Abschnitten gehe ich für weitere Details auf das konkrete Levelschema ein und stelle die von uns genutzten Laser sowie Trapezverstärker vor.

### 2.1.1 Levelschema

Die Levelschemata von  $^{39}\text{K}$  und  $^{40}\text{K}$  sind in Abbildung 2.1 zu sehen. Für beide Isotope nutzen wir den D2-Übergang von  $4s_{1/2}$  nach  $4p_{3/2}$ , dabei geht bei  $^{39}\text{K}$  der Kühlübergang vom Hyperfeinzustand  $F = 2$  zu  $F' = 3$  im angeregten Niveau. Durch die geringe Aufspaltung der Hyperfeinstruktur im angeregten Zustand wird das Kühllicht bei der für Doppler-Kühlung üblichen Rotverstimmung fast resonant zu dem angeregten Niveau  $F' = 2$ . Von diesem Zustand fallen die Atome mit hoher Wahrscheinlichkeit in den anderen Grundzustand  $F = 1$ , sodass für  $^{39}\text{K}$  relativ viel Rückpumplicht benötigt wird. Dieses pumpt die Atome von  $F = 1 \rightarrow F' = 2$  in den  $F = 2$  Grundzustand zurück.

Bei  $^{40}\text{K}$  sind die Hyperfeinniveaus deutlich stärker aufgespalten und außerdem invertiert. Der Kühlübergang geht vom energetisch niedrigeren Grundzustand  $F = 9/2$  zum angeregten Niveau  $F' = 11/2$ . Das Kühllicht ist deshalb wesentlich weiter zum angeregten Niveau des Rückpumpers  $F' = 9/2$  verstimmt, was zu einem deutlich geringeren Bedarf an Rückpumplicht führt. Der Rückpumpübergang geht von  $F = 7/2$  nach  $F' = 9/2$ .

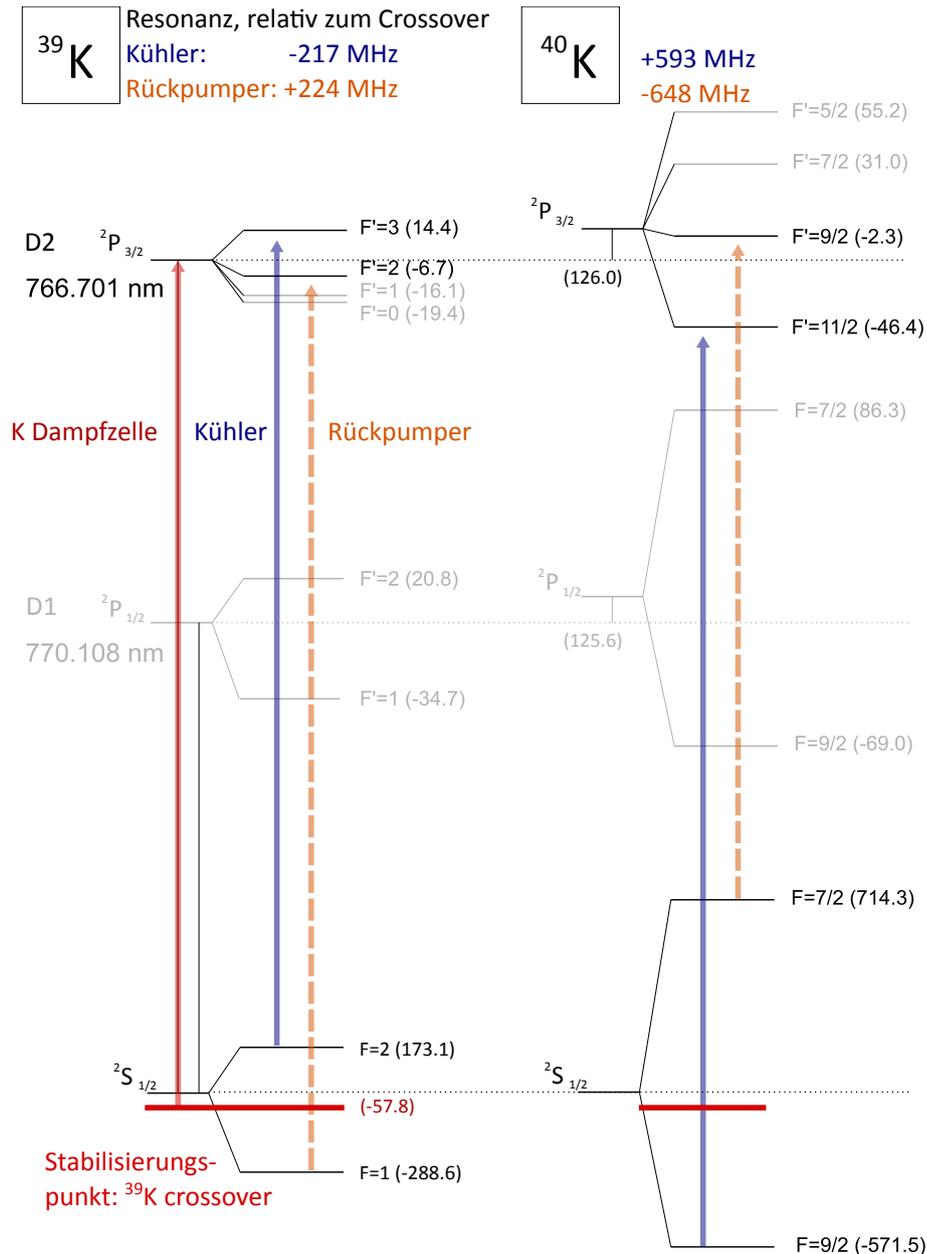
Aufgrund der hohen Häufigkeit von  $^{39}\text{K}$  dient der eingezeichnete Crossover zwischen den Hyperfeinniveaus des Isotops als Referenz für die Laser, auf den sie mittels dopplerfreier Spektroskopie stabilisiert werden.

### 2.1.2 Laser

In unserem Lasersystem nutzen wir ausschließlich Diodenlaser. Sie sind, verglichen mit Festkörperlasern wie dem Titan-Saphir-Laser, verhältnismäßig günstig, haben aber relativ wenig Leistung (30 – 80 mW für die Kaliumfrequenzen). Die Dioden haben ein breites Verstärkungsprofil von einigen 10 nm und können durch einen externen Resonator dazu gebracht werden, auf nur einer Mode zu emittieren, mit einer Linienbreite von etwa 100 kHz. Durch

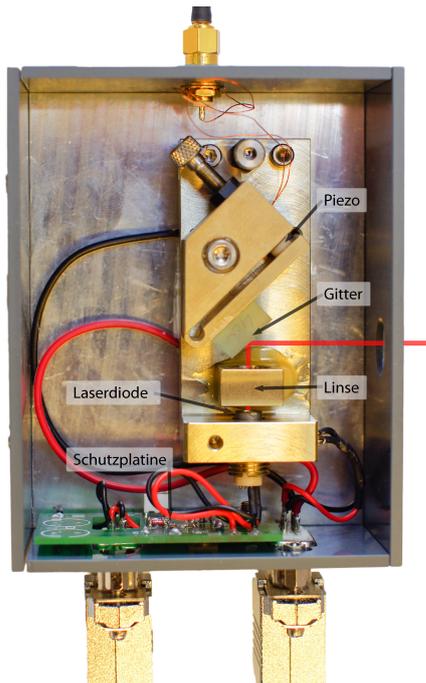
---

<sup>1</sup> FWHM (full width half maximum).

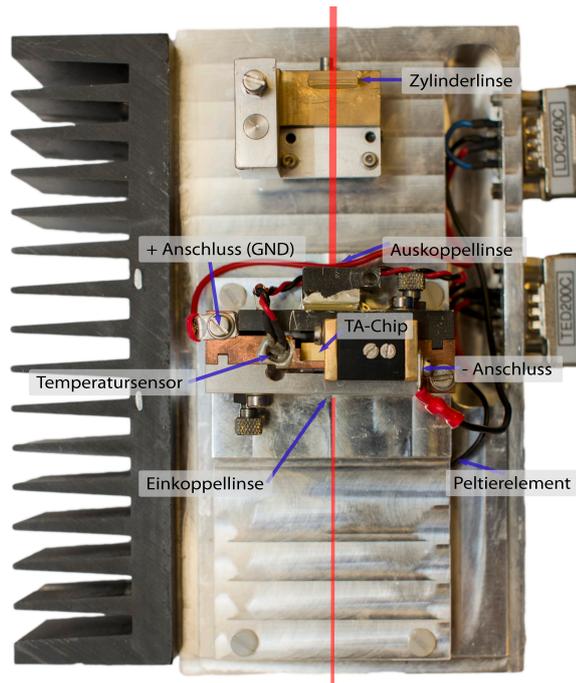


**Abbildung 2.1:** Levelschemata von  $^{39}\text{K}$  und  $^{40}\text{K}$ , adaptiert von [15]. Für beide Isotope sind die Übergänge eingezeichnet, welche von dem Kühl- und dem Rückpumplaser getrieben werden. Der Übergang, der für die Spektroskopie von  $^{39}\text{K}$  zur Stabilisierung der Laser verwendet wird, ist ebenfalls eingezeichnet. Auffällig an dem Levelschema ist die geringe Aufspaltung des angeregten Niveaus von  $^{39}\text{K}$  sowie die invertierte Levelstruktur von  $^{40}\text{K}$ .

Änderung von Temperatur oder Diodenstrom kann das Verstärkungsprofil verschoben werden, um eine Mode auszuwählen und über die Resonatorlänge lassen sich die schmalen Resonatormoden anpassen. Eine typische Bauweise, um einen ECDL (External Cavity Diode Laser) zu realisieren, nutzt ein externes Gitter in Littrow-Konfiguration als externen Resonator. Dabei wird die erste Beugungsordnung des Gitters ( $\sim 10 - 30\%$ ) in die Diode zurück reflektiert und dient damit der Modenselektion. Der Rest des Lichts wird in der nullten Ord-



**Abbildung 2.2:** Bild unseres Kühllasers, mit Gitter in Littrow-Konfiguration. Der Strahl einer Laserdiode wird über eine Linse kollimiert. Ein Gitter reflektiert einen Teil des Lichts zurück in die Diode und dient als Resonator, damit der Laser auf nur einer Mode emittiert. Über eine Schraube und einen Piezo kann der Winkel des Gitters genau eingestellt werden, was die präzise Wahl einer Wellenlänge ermöglicht.



**Abbildung 2.3:** Bild des Rückpump-TAs. Das Licht des Lasers wird durch die Einkoppellinse auf den TA-Chip fokussiert, von dem es auf bis zu 2 W verstärkt werden kann. Das Strahlprofil des TAs ist stark divergent und astigmatisch, daher wird es durch eine Kombination aus einer asphärischen Auskoppellinse und einer Zylinderlinse kollimiert.

nung aus dem Laser reflektiert.

Ein solcher Laser ist in Abbildung 2.2 dargestellt, Diode und Gitter sind auf einem temperaturstabilisierten Block montiert. Zwischen Laserdiode und Gitter befindet sich eine asphärische Linse, um den Strahl zu kollimieren. Das Gitter kann über eine Feingewindeschraube justiert werden und der Piezo vor dieser Schraube dient dazu, die Laserfrequenz zu scannen, die exakte Frequenz einzustellen und zu stabilisieren. Eine genauere Beschreibung des Lasersdesigns ist in Ref. [16] zu finden.

### 2.1.3 Laserverstärker

Um unsere optische Leistung zu erhöhen, nutzen wir Halbleiterverstärker. Sie haben eine etwa  $1 \mu\text{m}^2$  große Eingangsfacette, die nur eine räumliche Mode zulässt, und werden anschließend trapezförmig breiter. Die Leistungsdichte ist in den Halbleitern die begrenzende Größe und durch diese Bauweise kann die optische Leistung linear mit der Länge erhöht werden, ohne

die kritische Leistungsdichte zu überschreiten [17]. Die Verstärker sind fest auf einen Metallblock aufgebracht, der die Wärme ableitet und als elektrische Masse dient. Der komplette Aufbau ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Der andere Pol ist durch ein kleines Föhnchen mit dem oben zu sehenden Anschluss leitend verbunden. Der gesamte Halterungsmechanismus ist über ein Peltierelement mit der großen Grundplatte aus Aluminium verbunden und wird durch eine aktive Temperatursteuerung gekühlt. Zum Ein- und Auskoppeln ist vor und hinter dem Chip jeweils eine asphärische Linse montiert. Wegen der trapezförmigen Bauweise hat der austretende Strahl einen starken Astigmatismus, der durch die Kombination aus Asphäre und Zylinderlinse korrigiert wird. Das Design des TAs wird in Ref. [18] genauer beschrieben.

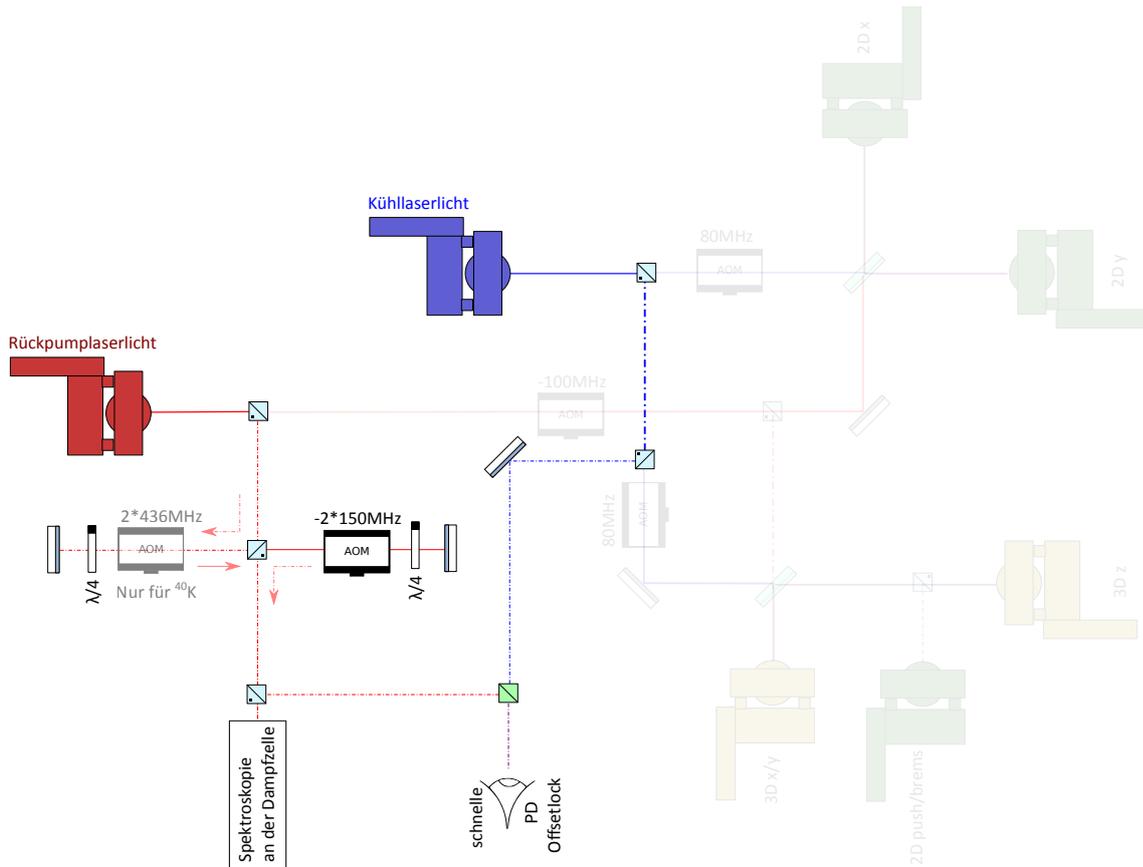
Der Chip kann mit einem Strom von bis zu 4 A versorgt werden und gibt eine maximale optische Leistung von etwa 2 W aus. Das Strahlprofil der Verstärker weicht relativ stark von der Gaußschen Grundmode ab und lässt sich daher nur mit einer begrenzten Effizienz von typischerweise 50 % – 60 % in eine single-mode Faser einkoppeln.

## 2.2 Planung des Systems

Die eben vorgestellten Laser und TAs erfüllen die Anforderungen an Wellenlänge, Linienbreite und Leistung für die Laserkühlung. In den folgenden Abschnitten werden die Planungsschritte beschrieben, um mit diesen Komponenten ein komplettes Lasersystem zu bauen. Dabei spielt die Möglichkeit,  $^{39}\text{K}$  und  $^{40}\text{K}$  mit demselben Lasersystem kühlen zu können, eine wesentliche Rolle (siehe Abschnitt 2.2.1). Durch die Verwendung von zwei Lasern und TAs haben wir für 2D- und 3D-MOT genügend Leistung zur Verfügung, um vielfache Sättigungsintensität zu erreichen. Der Platzbedarf auf dem Experimenttisch wird möglichst gering gehalten, indem die verschiedenen Strahlen alle auf dem Lasertisch aufgeteilt werden und durch viele einzelne Fasern zum Experiment gebracht werden. Zusätzlich wird durch das Lasersystem das Licht für die später benötigten Abbildungsstrahlen und zum Umpumpen der  $F$  und  $m_F$ -Zustände zur Verfügung gestellt.

### 2.2.1 Flexibles Stabilisierungsschema für beide Isotope

Durch eine flexible Gestaltung der Referenzpunkte können wir beide gewünschten Kaliumisotope mit demselben Lasersystem fangen. Bei den geringen gewünschten Schwankungen der Laser von weniger als 1 MHz müssen die Laser besser als  $\Delta\lambda < 2 \text{ fm}$  zu der Übergangsfrequenz gehalten werden. Um das trotz leichter Strom- und Temperaturschwankungen, Vibrationen und Langzeitdrifts zu ermöglichen, müssen sie aktiv auf eine Referenz stabilisiert werden. Zu diesem Zweck spektroskopieren wir Kalium in einer Dampfzelle. Das Schema, nach dem die beiden Laser stabilisiert werden, ist in Abbildung 2.4 zu sehen. Der Rückpumper dient als Referenzlaser und wird mit Hilfe dopplerfreier Spektroskopie auf ein atomares



**Abbildung 2.4:** Anordnung der Laser, um das Stabilisierungsschema umzusetzen. Die Laserstrahlen werden über Hochleistungsfasern bereitgestellt. Der Rückpumplaser wird mittels dopplerfreier Spektroskopie auf die Dampfzelle stabilisiert. Die genaue Frequenz des Lasers kann über einen variablen AOM eingestellt werden. Ein optionaler AOM ermöglicht den Wechsel von  $^{39}\text{K}$  zu  $^{40}\text{K}$ . Der Kühllaser wird über einen Offsetlock relativ zu dem Spektroskopieübergang stabilisiert, was eine freie Einstellung der Frequenz über etwa  $\pm 550$  MHz ermöglicht.

Absorptionssignal stabilisiert. Zwischen Laser und Dampfzelle wird ein verstimmbarer akusto-optischer Modulator (AOM<sup>2</sup>) in double-pass-Konfiguration<sup>3</sup> eingebaut. Er sorgt bei  $^{39}\text{K}$  dafür, dass die Laserfrequenz effektiv um  $+300$  MHz relativ zum atomaren Übergang verstimmte ist. Der AOM kann im Zyklus um etwa  $15$  MHz verstimmte werden und damit die Frequenz des Rückpumpers um  $30$  MHz verstellen. Um  $^{40}\text{K}$  zu fangen, wird der zweite, optionale double-pass AOM zusätzlich aktiviert, der den Laser um weitere  $-872$  MHz verschiebt und damit den Rückpumper auf den  $^{40}\text{K}$ -Übergang bringt. Durch diesen AOM ist der Wechsel zwischen den Isotopen sehr einfach und benötigt nur etwa fünf Minuten.

<sup>2</sup> Ein AOM beugt das Licht an einer akustischen RF-Welle in einem Kristall. Dabei wird die Frequenz des Lichts um die RF-Frequenz der Welle geändert  $f = f_{\text{Licht}} \pm f_{\text{RF}}$ , für die  $\pm 1$ . Beugungsordnung (Details siehe [19]).

<sup>3</sup> Bei einem AOM in double-pass-Konfiguration wird die  $\pm 1$ . Beugungsordnung zurück reflektiert und erhält beim zweiten Weg durch den AOM noch einmal dieselbe Änderung der Frequenz.

Ein Teil des Lichts, das nach den AOMs resonant zur D2-Linie ist, geht für den Offsetlock auf eine sehr schnelle Photodiode<sup>4</sup> und wird dort mit dem Licht des Kühllasers überlagert. Mit Hilfe eines sogenannten Offsetlocks [20] wird die Schwebung zwischen den beiden Lasern auf die gewünschte Frequenz eingestellt und konstant gehalten. Eine genauere Erklärung folgt an späterer Stelle. Auf diese Weise kann der Kühllaser im Bereich  $\pm 550$  MHz zum Stabilisierungspunkt frei eingestellt werden.<sup>5</sup> Das ermöglicht es, den Kühllaser ohne Umbau für beide Isotope richtig einzustellen. Es wurde bewusst das mit den Atomen resonante Licht und nicht die von AOMs unverschobene Laserfrequenz für den Offsetlock genutzt: Dies sorgt dafür, dass die D2-Linie immer die Referenz für den Kühllaser ist und der Laser nicht an die einstellbare Frequenz des Rückpumpers gekoppelt ist.

### 2.2.2 Benötigte Strahlleistungen

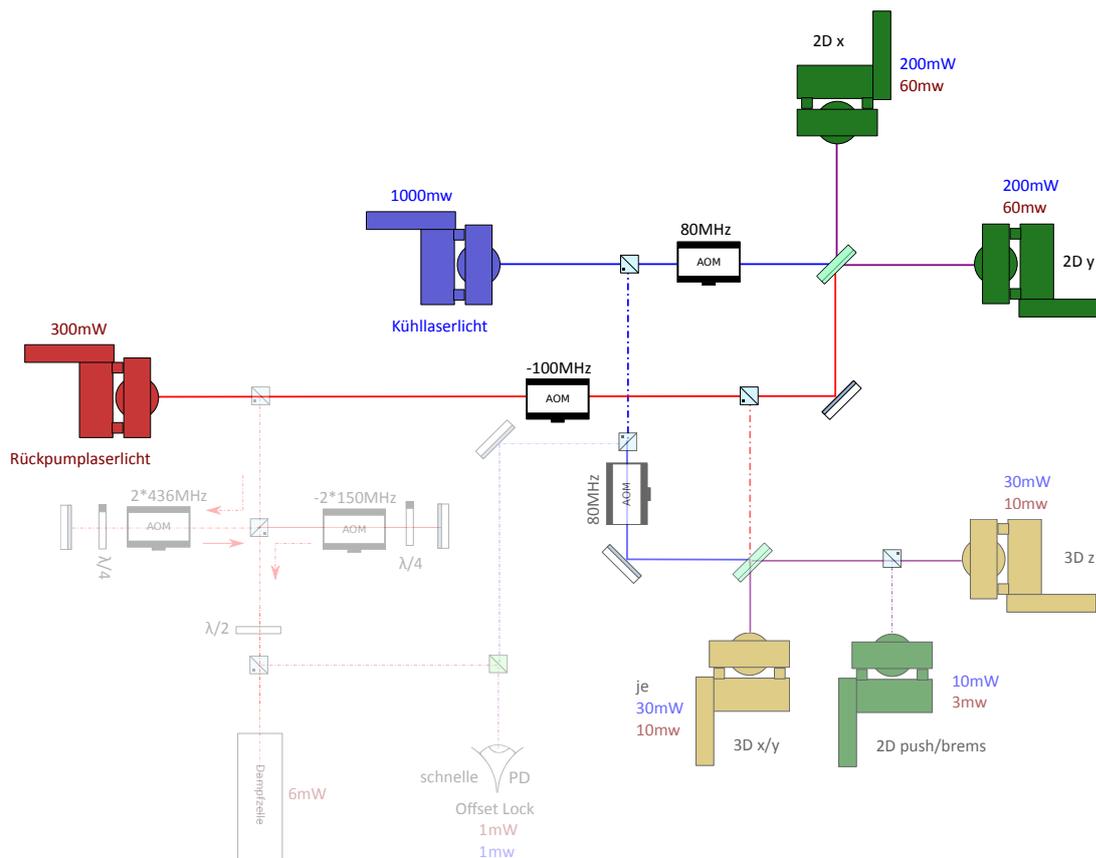
Für hohe Teilchenzahlen und Laderaten in der MOT benötigen die Strahlen mehrfache Sättigungsintensität. Die Strahlen der 2D-MOT sind etwa  $44 \text{ mm} \cdot 22 \text{ mm}$  groß und brauchen daher den größten Teil der Laserleistung (vgl. Abbildung 2.5). Bei einem geplanten Wert für den Sättigungsparameter von  $s = I/I_{\text{sat}} \approx 30$  benötigen wir pro Strahl etwa 200 mW Kühllicht und etwa 60 mW Rückpumplicht. Um in der 3D-MOT einen ähnlichen Wert des Sättigungsparameters zu erreichen, genügt wegen der geringeren Strahlgröße eine etwas geringere Lichtleistung. Für die Strahlen mit einem Durchmesser von etwa 16,6 mm wollen wir mindestens 90 mW Kühllaserleistung und 30 mW Rückpumpplaserleistung vor den Fasern erreichen.

Die Strahlen des Kühlers und Rückpumpers werden kurz vor den Fasern der 2D-MOT sowie bei der 3D-MOT mit einem Strahlteiler<sup>6</sup> zu gleichen Anteilen überlagert. Wir haben uns für diese Strahlteiler entschieden, da sie für Licht mit horizontaler Polarisation ein Teilungsverhältnis von etwa 50/50 aufweisen und um ein Vielfaches günstiger sind als polarisationsunabhängige 50/50-Strahlteiler, die für unsere Laserintensitäten geeignet sind. Das Teilungsverhältnis kann zusätzlich durch Einstellen des Winkels verändert werden. Bedingt durch den Strahlteiler haben wir zwei Strahlen mit gleicher Laserleistung, wollen aber die drei Fasern der 3D-MOT mit möglichst identischer Leistung versorgen. Dafür geht der eine überlagerte Strahl ausschließlich in die beiden Fasern für  $x$  und  $y$  und der andere Strahl speist neben dem  $z$ -Strahl noch den Push- und Bremsstrahl der 2D-MOT sowie die Fasern, mit denen künftig Absorptionsabbildungen gemacht werden sollen. Auf diese Weise ist die

<sup>4</sup> Des Typs Hamamatsu G4176-03.

<sup>5</sup> Mit den eingebauten elektronischen Komponenten ist etwa dieser Bereich möglich. Mit einem anderen Tiefpassfilter kann der Bereich noch stark vergrößert werden.

<sup>6</sup> Des Typs Thorlabs BST11 mit einer polarisationsgemittelten Reflektion von 70 %.



**Abbildung 2.5:** Stark vereinfachtes Lasersystem mit Fokus auf der Leistung. Die Laserstrahlen, die über Hochleistungsfasern bereitgestellt werden, werden für die 2D- und die 3D-MOT jeweils mit einem Strahlteiler überlagert. Anschließend werden sie für die 2D-MOT auf zwei Strahlen aufgeteilt, die über Fasern zum Experiment geleitet werden. Für die 3D-MOT werden die Strahlen auf die drei MOT-Achsen aufgeteilt und ebenfalls in Fasern eingekoppelt. Die Strahlen der 2D-MOT haben wegen der hohen benötigten Leistung einen möglichst kurzen Weg, der Leistungsbedarf der 3D-MOT ist deutlich geringer. Aufgrund der asymmetrischen Aufteilung auf die drei Strahlen der 3D-MOT wird von einem der Zweige zusätzlich der Push- und der Bremsstrahl der 2D-MOT versorgt.

Push-Frequenz allerdings direkt an die der MOT gekoppelt.

Da TAs meistens kein gutes Strahlprofil haben (vgl. Strahlprofile in Abschnitt 2.3), lassen sie sich nicht gut in single-mode Fasern einkoppeln. Wir haben uns dafür entschieden, die TAs über Hochleistungsfasern vom restlichen Lasersystem zu entkoppeln, um danach mit einem gut geformten, gaußschen Strahl arbeiten zu können. Auf diese Weise müssen wir pro Laser nur die Hochleistungsfaserkopplung stark optimieren, die weiteren Kopplungen sind dann weniger aufwändig. Als positiver Nebeneffekt ist das Lasersystem deutlich von den Lasern entkoppelt. Daher ließen sich bei dem Bau des Systems die Laser beliebig umstecken und der ganze Testaufbau auf einfache Weise für einen anderen Laser nutzen. Auch wenn Strahlposition oder Winkel eines TAs driftet (was bei dem Kühl-TA für etwa eine halbe Stunde nach Einschalten der Fall ist) oder ein TA ausgetauscht werden muss, muss nicht das gesamte

Lasersystem nachjustiert werden.

Insgesamt haben wir die verfügbaren Leistungen bei der Planung sehr zurückhaltend abgeschätzt, sodass die tatsächlich verfügbare Leistung wesentlich größer ist.

### 2.2.3 Weitere Designentscheidungen

#### Viele Fasern

Der Platz direkt an der Vakuumkammer ist immer sehr knapp, das lehrt die Erfahrung aus anderen Experimenten. Aus diesem Grund haben wir uns dafür entschieden, die komplette Aufteilung der Strahlen direkt auf dem Lasertisch zu machen und mit vielen Fasern zum Experiment zu gehen. Auf diese Weise haben wir an den entscheidenden Stellen minimalen Platzbedarf und benötigen nur die Auskoppler ohne viel weitere Optik.

#### AOMs

Die AOMs im Strahlengang der Fallen haben zwei Funktionen, sie sorgen für die passende Übergangsfrequenz und ermöglichen das Schalten der Laser in Mikrosekunden. Der Kühler hat für MOT und 2D-MOT jeweils einen eigenen AOM und kann damit beide MOTs unabhängig voneinander aktivieren. Für den Rückpumper nutzen wir nur einen AOM, da es ausreicht, das Kühllicht zu deaktivieren, um 2D- oder 3D-MOT schnell abzuschalten.

#### $F$ und $m_F$ -Pumper

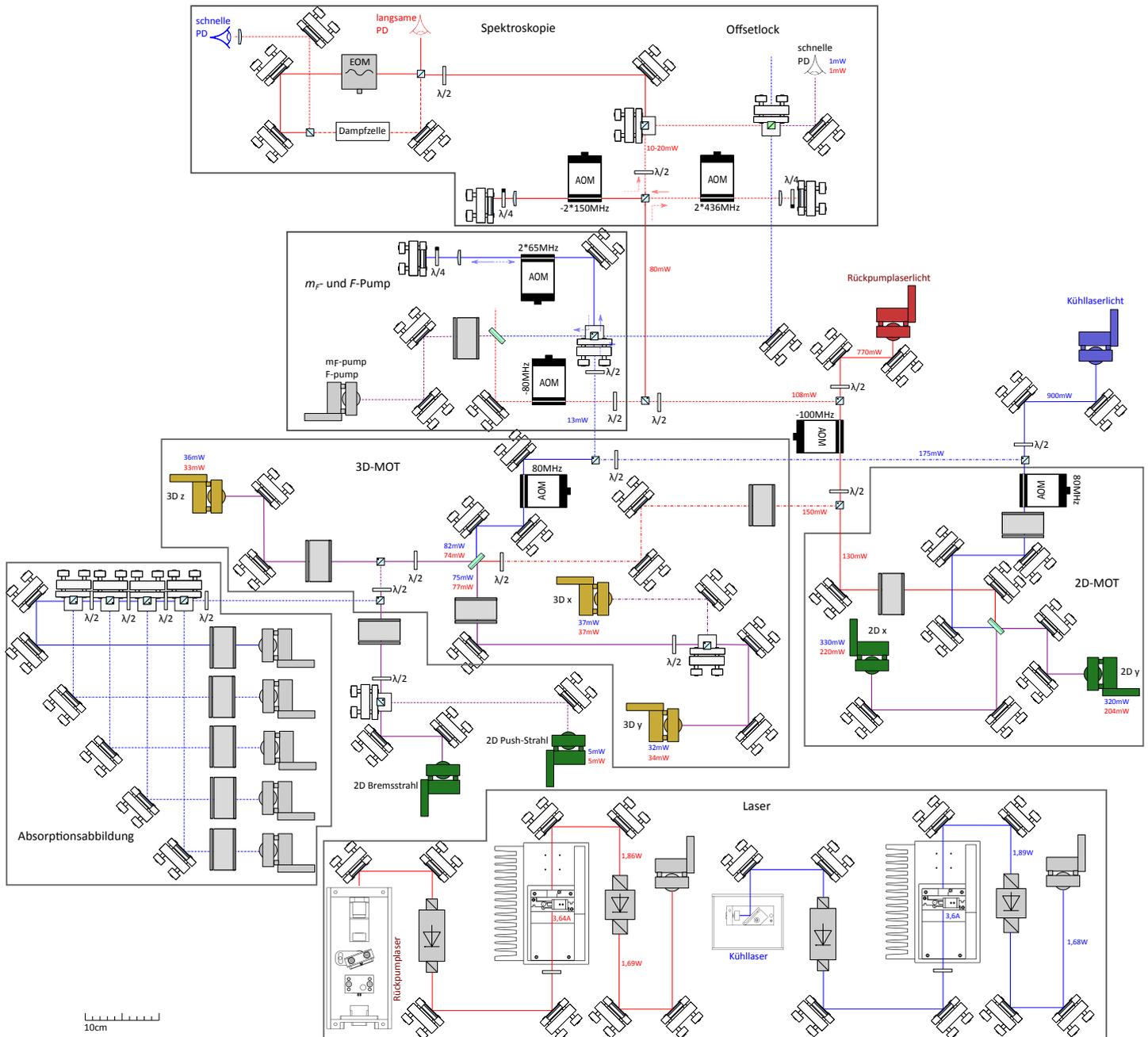
Um die Atome effizient in die Magnetfalle zu laden müssen die Atome ( $^{40}\text{K}$ ) alle in den gleichen Zustand  $F = 9/2, m_F = 9/2$  gepumpt werden. Das geschieht über kurzes, resonantes Einstrahlen von Kühl- und Rückpumplicht, wobei beide Laser in den Zustand  $F' = 9/2$  pumpen. Durch die  $\sigma^+$ -Polarisation wird der magnetische Zustand  $m_F$  bei jeder Anregung und sukzessiven Abregung im Mittel um eins erhöht, bis das Atom durch spontane Emission in den Grundzustand  $F = 9/2, m_F = 9/2$  fällt. Aus diesem Zustand ist die Anregung unwahrscheinlich und es kann nur noch in den stark verstimmtten Zustand  $F' = 11/2, m'_F = 11/2$  angeregt werden, von wo es nur in den gewünschten Zustand fallen kann.

Der zum Umpumpen benutzte Strahl auf dem Übergang  $F = 9/2 \rightarrow F' = 9/2$  wird  $m_F$ -Pumper genannt, der rückpumpende auf dem Übergang  $F = 7/2 \rightarrow F' = 9/2$   $F$ -Pumper. Beide werden von Kühl- beziehungsweise Rückpumplaser unter Verwendung von eigenen AOMs und Fasern realisiert (vgl. Abbildung 2.6).

#### Abbildungsstrahlen

Im weiteren Verlauf der Experimente benötigen wir einige Strahlen für die Absorptionsabbildung. Sie werden unter anderem benötigt, um die Magnetfalle und den magnetischen Trans-

port genau zu justieren. Zu diesem Zweck ist im Lasersystem Platz für einige Faserkoppler eingeplant, die durch das Kühllicht gespeist werden. Dafür muss der Kühllaser auf Resonanz eingestellt werden und die Shutter der MOT geschlossen werden, um dann mit dem entsprechenden AOM einen kurzen ( $\sim \mu\text{s}$ ), schwachen Lichtpuls ( $\sim I_{\text{sat}}/10$ ) auf die Atome zu geben.



**Abbildung 2.6:** Vollständiges Schema des MOT-Lasersystems. Der Kühl- und der Rückpumplaser sowie die dazugehörigen Laserverstärker im unteren Bereich versorgen über Hochleistungsfasern den Rest des Lasersystems. Von den beiden Faserkopplern rechts oben ausgehend wird das Licht in die verschiedenen Bereiche verteilt. Zur 2D-MOT ist der Weg zu Strahlteiler und Faserkopplungen wegen des hohen Leistungsbedarfs besonders kurz. Bei der 3D-MOT werden wegen der asymmetrischen Aufteilung durch den Strahlteiler auf drei Fasern auch noch die Push- und Bremsstrahlen der 2D-MOT sowie die Strahlen für die Absorptionsabbildung mit Licht versorgt. Im Bereich der Spektroskopie wird der Rückpumplaser auf eine K-Dampfzelle stabilisiert und der Kühler relativ dazu über einen Offsetlock. Strahlen horizontaler Polarisation werden durch eine durchgezogene Linie gekennzeichnet, mit vertikaler Polarisation erhalten sie eine gestrichelte Linie. Die angegebenen Leistungen wurden als Referenz an den entsprechenden Stellen gemessen, beide Laser liefern dafür und für alle folgenden Messungen mit fast voller Leistung.

### 2.3 Details zu den Lasern und Laserverstärkern

Die Laser sind die zentralen Komponenten eines Lasersystems und beeinflussen wie kein anderes Bauteil die Qualität und Robustheit der magneto-optischen Falle. Daher folgen in diesem Abschnitt einige Details zu den Lasern und Laserverstärkern. Der Rückpumplaser (Abschnitt 2.3.1) hat dabei durch seine Funktion als Referenz eine besonders wichtige Rolle für die Stabilität des Systems und wird durch die Modulations-Transfer-Spektroskopie stabilisiert. Details über den Kühllaser und den Offsetlock, über den er stabilisiert wird, werden in Abschnitt 2.3.2 beschrieben. Dabei spielt die Optimierung der Stabilisierung über die Lockbox eine besondere Rolle. Der Laser muss für gute und reproduzierbare Messungen schnell auf eine gewünschte Verstimmungsänderung reagieren.

Das Strahlprofil der eingebauten TAs ist ebenfalls wichtig, da es maßgeblich beeinflusst, wie viel Leistung nach den Fasern zur Verfügung steht. Es wird in den Abschnitten zu den einzelnen Lasern ebenfalls dargestellt.

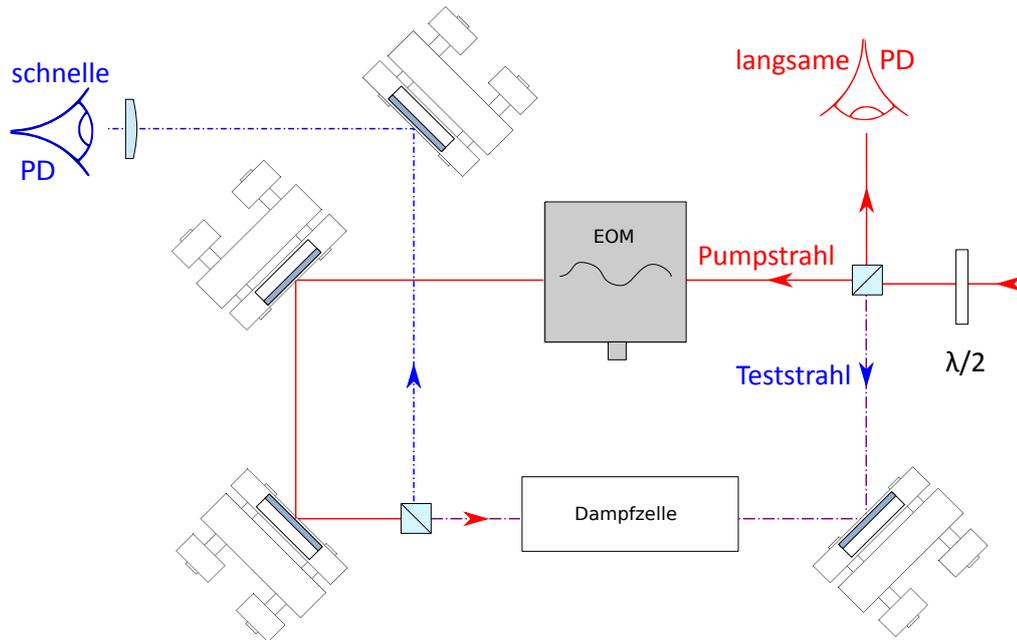
#### 2.3.1 Rückpumplaser

Der Rückpumplaser ist ein kommerzieller Gitterlaser<sup>7</sup> in Littrow-Konfiguration, der nach demselben Prinzip funktioniert wie unsere selbst gebauten Laser (vgl. 2.1.2), aber wesentlich besser optimiert und stabiler ist. Obwohl das Kühllicht für die MOT die Hauptrolle spielt, hat der Rückpumper in unserem Lasersystem die dominante Funktion. Er dient durch die Stabilisierung auf die Dampfzelle als Referenzlaser für den Kühler und sollte möglichst stabil sein, weil sonst häufig beide Laser neu stabilisiert werden müssen. Aus diesem Grund haben wir unseren stabilsten 767 nm-Laser für diese Aufgabe eingesetzt. Er hat eine maximale Laserleistung von 80 mW und einen sehr großen modensprungfreien Bereich. Der Laser dient als „Seed“ für den Rückpump-TA, der eine Lichtleistung von 20 – 30 mW benötigt. Durch den 150 MHz phased array<sup>8</sup> AOM vor der Spektroskopie lässt sich die Frequenz des Lasers um etwa 30 MHz verstellen. Bei größerer Änderung wird die Effizienz deutlich schlechter, als in der Spezifikation angegeben wurde, und das Fehlersignal der Spektroskopie verschwindet. Die schlechte Effizienz des AOMs wurde durch einen Kompromiss zwischen beiden Grenzfrequenzen bei der Optimierung des Winkels und durch eine erhöhte Lichtleistung im Spektroskopiebereich ausgeglichen. Besonders für <sup>40</sup>K hat der Rückpump-TA genügend Leistungsreserven.

---

<sup>7</sup> Toptica DL Pro, Laserdiode: LD-0780-0080-AR-2.

<sup>8</sup> Ein phased array AOM hat durch ein spezielles Elektrodendesign einen vergrößerten Scanbereich, ohne dass der Winkel des AOMs angepasst werden muss.

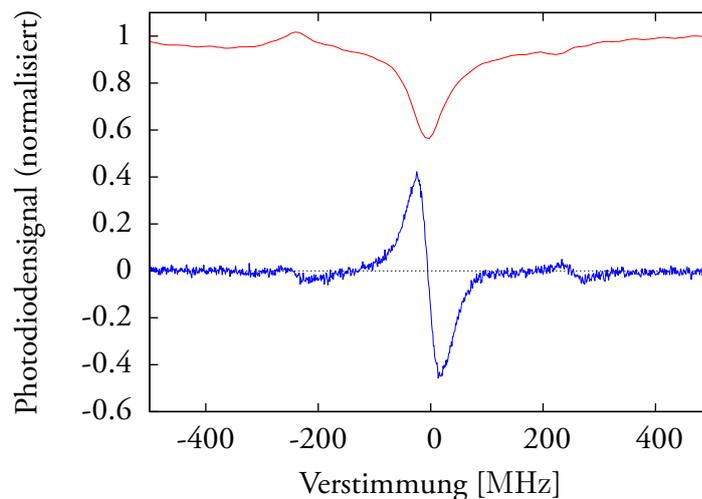


**Abbildung 2.7:** Optischer Aufbau der MT-Spektroskopie. Der Laserstrahl kommt von rechts und wird von dem Strahlteilerwürfel in einen Pump- und einen Teststrahl aufgeteilt. Der Pumpstrahl bekommt durch den elektro-optischen Modulator (EOM) Seitenbänder mit etwa 7 MHz aufmoduliert. Anschließend geht er durch die Dampfzelle und trifft für eine einfache Absorptionsmessung auf eine langsame Photodiode. Der Teststrahl wird im Bereich der Dampfzelle mit dem Pumpstrahl überlagert und wird dann durch seine vertikale Polarisation komplett zur schnellen Photodiode abgelenkt.

### Modulations-Transfer-Spektroskopie

Der Betrieb einer MOT stellt hohe Anforderungen an Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Laserfrequenzen. Die benötigte Genauigkeit lässt sich nur durch dopplerefreie Spektroskopie erreichen, da der Dopplereffekt eine Breite der Verteilung von  $\sim 1$  GHz verursacht. Durch zwei gegenläufige Strahlen in der Dampfzelle lässt sich die Verbreiterung unterdrücken. In unserer Gruppe wurde bisher nur die Frequenzmodulations-Spektroskopie genutzt, die jedoch bei Schwankungen der Laserleistung driftet. Daher verwenden wir bei diesem Experiment erstmals die Modulations-Transfer-Spektroskopie (MT), die zwar physikalisch komplexere Effekte ausnutzt, aber deutlich robuster gegen Schwankungen der Leistung ist. Eine genauere Beschreibung der Spektroskopiemethode und ein Vergleich mit anderen Methoden ist in der Arbeit von Jascha Zander [18] zu finden, weitere Arbeiten zu der Methode sind die Referenzen [21, 22].

In Abbildung 2.7 ist der optische Aufbau der MT-Spektroskopie zu sehen. Die Seitenbänder des Teststrahls haben einen ähnlichen Frequenzabstand zum Träger wie die Linienbreite von Kalium (6 MHz). Wenn der Laser in der Nähe des atomaren Überganges ist, wird die Modulation der Seitenbänder durch Effekte höherer Ordnung vom Pump- auf den Teststrahl übertragen. Diese Modulation ist dann auf der schnellen Photodiode sichtbar, wird durch



**Abbildung 2.8:** Absorptionssignal der Dampfzelle (rot) und Stabilisierungssignal (blau). Das rote Absorptionssignal stammt von der langsamen Photodiode und zeigt starke Absorption im Bereich des Crossovers. Die beiden Dips der Hyperfeinzustände  $F = 1$  (rechts) und  $F = 2$  (links) sind ebenfalls zu erkennen. Auch im Stabilisierungssignal sind bei etwa  $\pm 200$  MHz die Zustände schwach zu erkennen. Die Hyperfeinzustände des angeregten Niveaus können jedoch nicht aufgelöst werden.

eine RF-Schaltung abgeleitet und damit zu einem nutzbaren Stabilisierungssignal. Dieses Stabilisierungssignal ist in Abbildung 2.8 zu sehen (blau). Es hat keinen Versatz und lässt sich nutzen, um den Laser auf den Nulldurchgang bei 0 MHz zu stabilisieren.

### Rückpump-TA

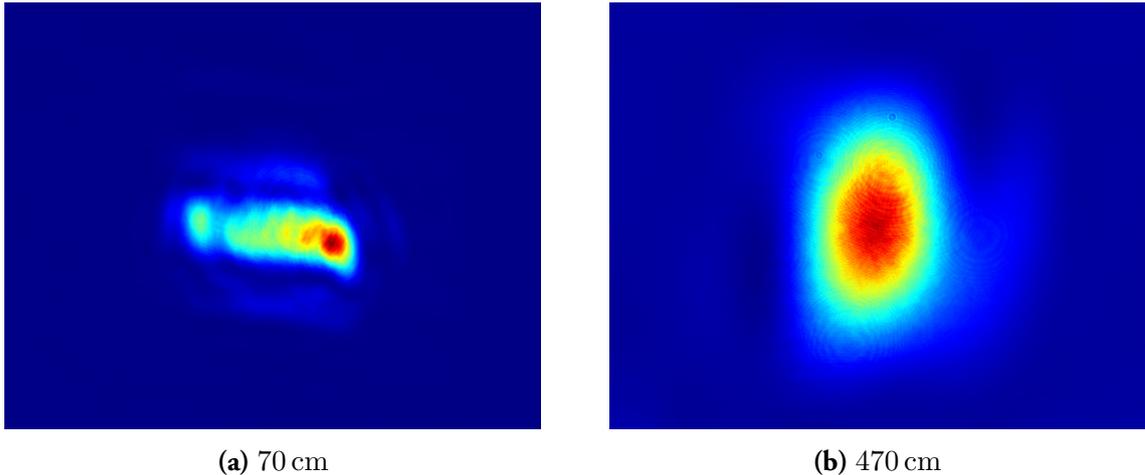
Der TA<sup>9</sup> des Rückpumpers soll nach der Hochleistungsfaser mindestens 300 mW bereitstellen, was mit der maximalen Ausgangsleistung von 2 W keine Herausforderung darstellt. Für einen ausreichenden Leistungspuffer wurde das Strahlprofil des TAs bei einem Strom von 2,6 A optimiert, mit einer Leistung hinter dem Isolator von 1 W. Damit erreichen wir 540 mW nach der Faser und können den TA-Chip durch den relativ niedrigen Strom für eine lange Lebensdauer schonen. Das Strahlprofil des Verstärkers ist nicht besonders gaußförmig, wie in Abbildung 2.9 zu sehen ist, und hat einen starken Astigmatismus, wodurch die Koppleffizienz der Faser nur bei 55 % liegt.

### 2.3.2 Kühllaser

Den Hauptteil der Laserkühlung übernimmt ein Gitterlaser<sup>10</sup>, der in der Gruppe gebaut wurde (vgl. Abschnitt 2.1.2). Der Laser läuft stabil, hat aber einen deutlich kleineren moden-

<sup>9</sup> Chip: m2kLaser m2k-TA-0765-2000-CM.

<sup>10</sup> Laserdiode: Eagleyard EYP-RWE-0780-0200-1300-SOT12-0000.

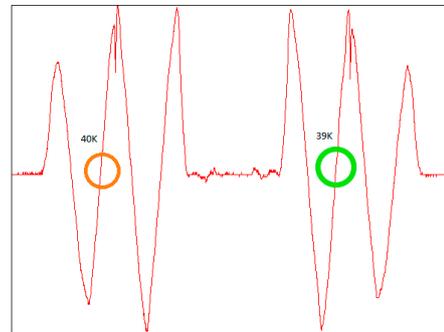


**Abbildung 2.9:** Strahlprofil des Rückpump-TAs bei 2,6 A in unterschiedlichen Abständen. Dabei ist das Strahlprofil bei einem kurzen Abstand etwas schlechter und zeigt einen deutlichen Astigmatismus. Dieser wurde nicht durch zusätzliche externe Zylinderlinsen korrigiert, da wir nicht die volle Leistung des Rückpumpers benötigen.

sprungfreien Bereich ( $\sim 1$  GHz) als der Rückpumper.

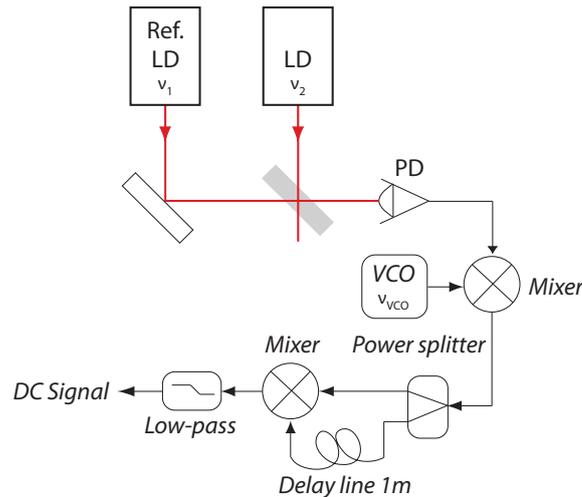
### Offsetlock

Der Kühllaser wird über einen Offsetlock auf der richtigen Wellenlänge gehalten. Das hat den Vorteil, dass keine zweite Dampfzelle benötigt wird und er über einen weiten Bereich beliebig in der Frequenz verstellt werden kann. Der Aufbau ist in Abbildung 2.11 zu sehen. Er zeigt die beiden Laser, deren Frequenzen sehr dicht beieinander liegen (Begrenzung durch die Frequenzbandbreite der Photodiode von 25 GHz). Durch die Überlagerung der Strahlen entsteht eine Schwebung, deren Frequenz der Differenz der beiden Laserfrequenzen entspricht. Über die abgebildete Schaltung wird aus dem Schwebungssignal eine DC-Spannung, die von der Schwebungsfrequenz zwischen beiden Laserstrahlen und der Frequenz des spannungsgesteuerten Oszillators (VCO, von engl. voltage controlled oscillator) abhängig ist.



**Abbildung 2.10:** Stabilisierungssignal beim Scannen des Lasers. Die Flanken, auf die stabilisiert wird, sind für  $^{39}\text{K}$  und  $^{40}\text{K}$  markiert.

Das Stabilisierungssignal, das durch Scannen des Lasers entsteht, ist in Abbildung 2.10 zu sehen. Korrigiert werden die Abweichungen der gewünschten Frequenz über den Gitterpiezo. Die Schwankung des Schwebungssignals beider Laser wurde vor der Optimierung beider Laserstabilisierungen gemessen und beträgt  $\Delta\nu \approx 170$  kHz. Damit ist die Linienbreite der



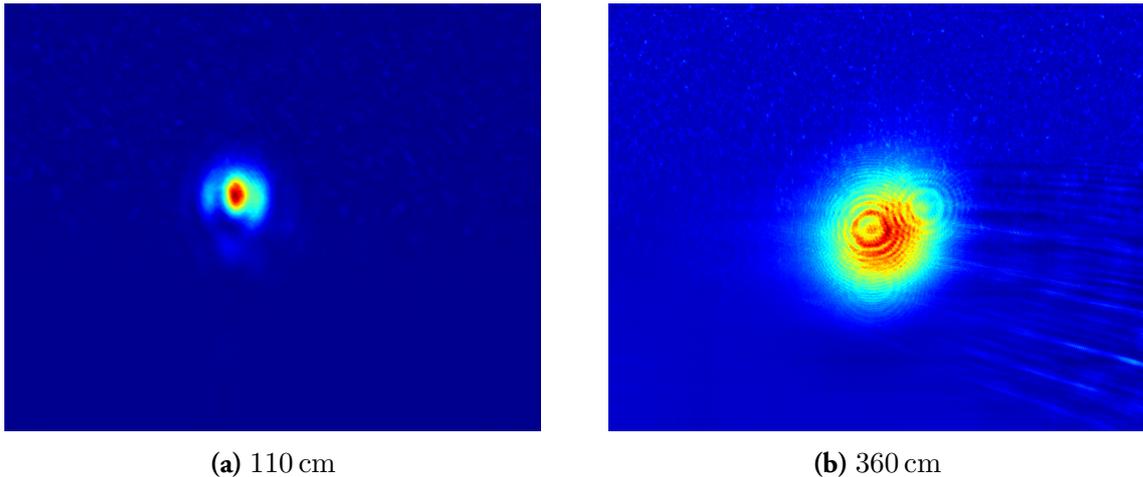
**Abbildung 2.11:** Optischer und elektronischer Aufbau des Offsetlocks. Das Schwebungssignal wird durch die Photodiode gemessen und mit Hilfe eines Mixers mit einer festen Frequenz des VCOs multipliziert. Das Ausgangssignal des Mixers ist eine Überlagerung der Summen- und der Differenzfrequenz zwischen den beiden anliegenden Signalen. Die Amplitude der Summenfrequenz wird am Ende durch einen Tiefpassfilter stark vermindert, da wir nur an der Differenzfrequenz interessiert sind. Die Lockbox benötigt für die Regelung des Lasers ein Signal, das beim Nulldurchgang den Sollwert und in beide Richtungen möglichst steile Flanken hat. Um das Differenzsignal in eine DC-Spannung umzuwandeln, wird es in zwei Signale aufgeteilt. Das eine geht auf kurzem Weg zum nächsten Mixer, das andere sammelt durch eine Verzögerungsleitung eine Phase auf. Bei dem erneuten Mischen entsteht wieder eine Summenfrequenz ( $2f$ ), die weggefiltert wird, und ein DC Differenzsignal, da die Differenz von zwei gleichen Frequenzen nur die Phase ergibt. Da bei Änderung der Frequenz auf der Photodiode sich auch die aufgesammelte Phase in der Verzögerungsleitung ändert, kann der Laser darüber nachgeregelt werden. Die Abbildung wurde aus Ref. [23] übernommen.

Laser wesentlich kleiner als die der Kaliumübergänge.

### Verbesserung der Stabilisierung

Für die Optimierung der Stabilisierung wurde das Fehlersignal der Lockbox mit einem Oszilloskop beobachtet. Wenn es von Null abweicht, läuft der Laser nicht auf der Sollfrequenz. Am Anfang hat der Laser etwa 50 ms benötigt, um bei einer sprunghaften Frequenzänderung um 30 MHz die neue Frequenz zu erreichen. In der relativ langen Zeit verlassen fast alle Atome die MOT, wenn der Laser für die Abbildung auf Resonanz gefahren wird. Daher benötigen wir Zeiten von höchstens einer Millisekunde. Der Regler, den wir für den Piezo nutzen, ist ein Integralregler, der oberhalb einer einstellbaren Grenzfrequenz zu einem Proportionalregler wird. Die Optimierung dieser Grenzfrequenz hat nicht ausgereicht, die Reaktionsgeschwindigkeit genügend zu verbessern.

Erst die um einige Größenordnungen schnellere Regelung des Diodenstroms brachte den gewünschten Effekt. Eine Kombination aus Piezo- und Stromregelung konnte die Regelungszeit der Stabilisierung bei einem Sprung der Frequenz auf unter 1 ms reduzieren. Schwanken-



**Abbildung 2.12:** Strahlprofil des Rückpump-TAs bei 3,74 A und 2 W Laserleistung in unterschiedlichen Abständen. Es hat fast keinen Astigmatismus und nur eine geringe Divergenz, die keinen großen Einfluss auf die Faserkopplung hat. Die erzielte Koppeffizienz in die Hochleistungsfaser liegt bei 68 %, was für den Strahl eines TAs relativ viel ist.

de Laserleistungen, unter anderem durch schwankende Beugungseffizienzen des 150 MHz AOMs hervorgerufen, sorgten für effektive Verstärkungsschwankungen der Stabilisierungsparameter, was zum Schwingen oder zu langsamer Regelung führte. Das konnten wir durch einen zusätzlichen Verstärker vor der Elektronik des Offsetlocks beheben. Auf diese Weise wird der erste Mischer gesättigt und gibt auch bei schwankender Eingangsleistung immer die gleiche Leistung aus. Mit diesen Anpassungen lässt sich die Stabilisierung des Lasers sehr steif einstellen, ohne bei kleinen Schwankungen zu schwingen.

### Kühl-TA

Der TA<sup>11</sup> hinter dem Kühllaser muss den Großteil der Leistung des Lasersystems bereitstellen. Hinter der Hochleistungsfaser soll eine Leistung von  $\sim 1$  W zur Verfügung stehen, dafür muss die Effizienz von Isolator und Faserkopplung zusammen bei mindestens 50 % liegen. Durch Optimieren der Auskoppel- und der Zylinderlinse war der konstruktionsbedingte Astigmatismus des Verstärkers fast vollständig zu beseitigen. Das resultierende Strahlprofil ist in Abbildung 2.12 in zwei unterschiedlichen Abständen zu sehen, für einen TA ist es relativ gaußförmig. Die leichte Divergenz des Strahls lässt sich durch die Linse vor der Faser korrigieren, bei der eine Koppeffizienz von 68 % erreicht wird. Damit stehen etwa 1,2 W für das Lasersystem nach der Faser zur Verfügung, was genügend Spielraum bei Schwankungen lässt.

<sup>11</sup> Chip: m2k-Laser m2k-TA-0765-2000-CM.



## 3 Magneto-optische Fallen

Die magneto-optische Falle ist ein wesentlicher Bestandteil für Experimente mit kalten Quantengasen. Bisher wurde praktisch kein Bose-Einstein-Kondensat ohne eine MOT realisiert. Das Funktionsprinzip ist erstaunlich einfach: Man benötigt nur sechs Laserstrahlen aus allen Raumrichtungen sowie ein inhomogenes Magnetfeld, siehe dazu Abschnitt 3.1. Für den Betrieb der MOT wird das in Kapitel 2 beschriebene Lasersystem benötigt sowie eine Vakuumkammer, in der die Atome gefangen werden können, siehe Abschnitt 3.4. Der erste Schritt ist, einen langsamen Atomstrahl zum Laden der MOT zu erzeugen. Das wird über eine 2D-MOT realisiert, die wir zuerst einzeln betrieben haben. Sie wird in Abschnitt 3.3 vorgestellt, inklusive einer Teilchenzahlkalibrierung. Der Hauptteil des Kapitels, in dem beide MOTs mithilfe der 3D-MOT optimiert und charakterisiert werden, folgt in Abschnitt 3.5. Ein Vergleich mit anderen 2D/3D-MOT Kombinationen folgt zum Schluss in Abschnitt 3.6.

### 3.1 Funktionsprinzip

Mit dem Lasersystem aus dem letzten Kapitel steht eine Lichtquelle zur Verfügung, mit der Kaliumatome im Vakuum gekühlt und gefangen werden können. Der Impuls der Photonen, der bei der Absorption übertragen wird, ermöglicht das Abbremsen und Einfangen der Atome. Im nächsten Abschnitt wird das Prinzip des Dopplerkühlens vorgestellt, womit der Impuls der Atome verringert wird. Anschließend folgt die Erweiterung mit einem ortsabhängigen Magnetfeld zur magneto-optischen Falle, die Atome auch dauerhaft fangen kann.

#### 3.1.1 Dopplerkühlen

Das Dopplerkühlen basiert auf dem namensgebenden Dopplereffekt, der von Hänsch und Schawlow [24] vorgeschlagen wurde. Für das Prinzip betrachten wir ein freies Atom in einer Dimension, aus beiden Richtungen wird rotverstimmt Licht eingestrahlt [25]. Durch die Absorption von Photonen wird deren Impuls auf das Atom übertragen und eine Kraft verursacht. Die emittierten Photonen werden in zufällige Richtungen gestreut und bewirken daher im Mittel keine Kraft. Bei einem ruhenden Atom sind die resultierenden Kräfte von beiden Strahlen gleich groß. In Bewegung, mit Geschwindigkeit  $v$ , sieht das Atom durch den Dopplereffekt eine Frequenzverschiebung  $f'$  der Strahlen. Sie beträgt für den entgegenkommenden

Strahl

$$f' = f \left( 1 + \frac{v}{c} \right),$$

sodass die effektive Rotverstimmung kleiner wird und eine höhere Anregungsrate des Atoms verursacht wird. Da der andere Strahl entsprechend weiter von der Resonanz entfernt ist, führt die Summe der Kräfte zu einer Verringerung der Geschwindigkeit.

Durch die emittierten Photonen werden die Atome geheizt und können nicht beliebig weit gekühlt werden. Sie sind nur im Impulsraum gefangen und diffundieren im Ortsraum langsam durch einen Zufallslauf aus der Falle. Die geringste erreichbare Temperatur ist die Doppler-Temperatur und beträgt für Kalium

$$T_{\text{Doppler}} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} = 145 \mu\text{K}.$$

Um die Atome dauerhaft fangen zu können, wird ein ortsabhängiges Potenzial benötigt. Die magneto-optische Falle erweitert das Dopplerkühlen durch ein ortsabhängiges Magnetfeld.

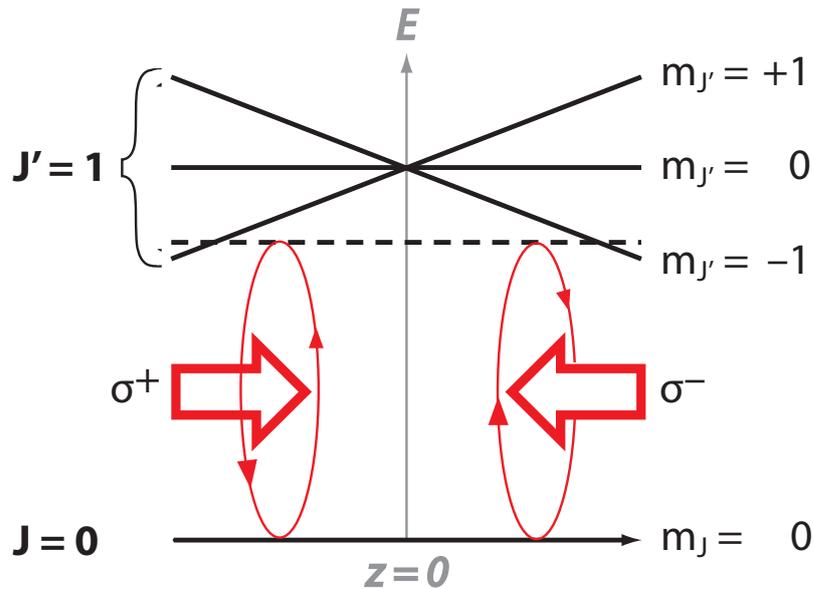
#### 3.1.2 Magneto-optische Falle

In einer MOT wird ein Quadrupol-Magnetfeld genutzt, das im Mittelpunkt der MOT sein Minimum hat und nach außen hin zunimmt. Auf diese Weise werden die Zeeman-Niveaus der Zustände zum Rand der Falle immer weiter verschoben und es kann eine rücktreibende Kraft realisiert werden.

Das Prinzip der MOT ist für eine Dimension in Abbildung 3.1 zu sehen. Die Energie der Zustände ( $m \neq 0$ ) in dem Vierniveausystem ist abhängig von dem Magnetfeld, das eingestrahlt Licht (gestrichelte Linie) rotverstimmt zum Übergang. Wenn sich ein Atom am linken Rand der Falle befindet, ist der Übergang  $m_J = 0 \Rightarrow m'_J = +1$  durch die Zeeman-Aufspaltung resonant zum Laser und wird mit hoher Wahrscheinlichkeit angeregt. Die zirkulare Polarisation der Strahlen bewirkt, dass hier nur der von links kommende  $\sigma^+$ -polarisierte Strahl das Atom anregen kann und den Photonenimpuls überträgt. Auf die Weise werden die Atome auch im Ortsraum gefangen und bleiben in der Falle. Um die Atome in allen Raumdimensionen zu fangen, werden jeweils zwei entgegenlaufende Strahlen in drei Achsen benötigt.

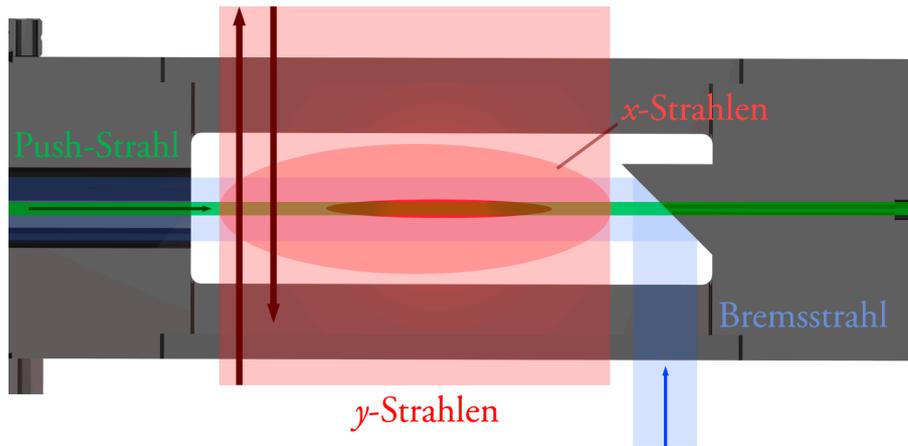
#### 3.1.3 2D-MOT

Die 2D-MOT ist eine Variation der magneto-optischen Falle, bei der die Atome nur in zwei Dimensionen gefangen werden. Mit großen elliptischen Strahlen und einem zusätzlichen Push-Strahl erzeugt sie so einen langsamen Atomstrahl, der als Atomquelle für eine MOT genutzt werden kann. Für  $^{40}\text{K}$  ist die Methode wesentlich effizienter als der alternative Zeeman-



**Abbildung 3.1:** Prinzip der MOT. Die Energie der Zustände  $m \pm 1$  ist magnetfeldabhängig, das eingestrahlte Licht (gestrichelte Linie) rotverstimmt zum Übergang. Durch die zirkulare Polarisation der Laserstrahlen entsteht eine rücktreibende Kraft in Richtung Zentrum der MOT. Abbildung aus Ref. [23].

Slower, der große Verluste des seltenen und teuren Isotops verursachen würde. Abbildung 3.2 zeigt das Schema einer 2D-MOT. Vier große, rechtwinklig angeordnete Strahlen fangen aus dem Hintergrundgas langsame Kaliumatome ein, die in zwei Achsen gekühlt werden. Die Atome können in der Push-Achse entkommen, mit einer Geschwindigkeit in der Größenordnung von  $v \sim 30 \text{ m/s}$  [26]. Durch den schmalen Push-Strahl kann der Teilchenfluss deutlich erhöht werden. Am Ausgang der Kammer ist ein  $45^\circ$ -Spiegel in die Kammer integriert, über den ein zusätzlicher Strahl zum Dopplerkühlen entlang der Push-Achse eingestrahlt werden kann. Diese Erweiterung wird  $2D^+$ -MOT genannt [27].



**Abbildung 3.2:** Schema der 2D-MOT. Sie besteht hauptsächlich aus zwei großen transversalen Strahlen, die retroreflektiert werden. Dabei ist der  $x$ -Strahl senkrecht zur Bildebene und wird hinter der Kammer reflektiert. Der  $y$ -Strahl liegt in der Bildebene und wird über der Kammer zurück gespiegelt. Die Atome werden von dem Push-Strahl in Richtung 3D-MOT beschleunigt. In der  $2D^+$ -MOT Konfiguration wird der optionale Bremsstrahl über den  $45^\circ$ -Spiegel eingestrahlt und der Push-Strahl bekommt denselben Strahldurchmesser.

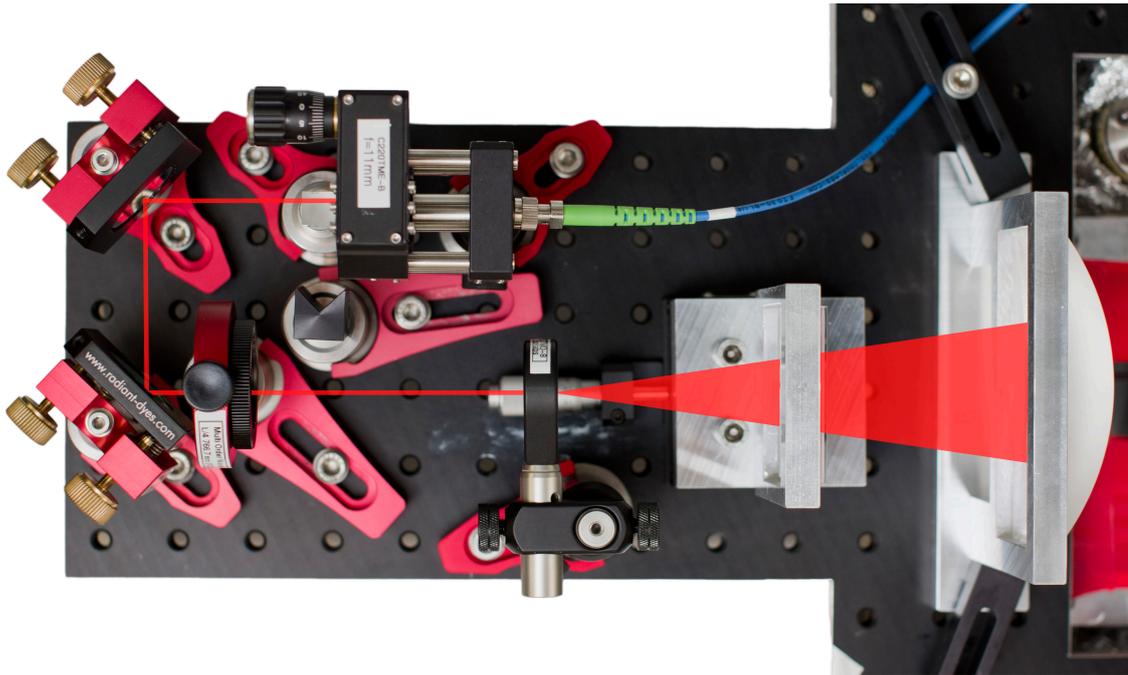
## 3.2 Optik und Magnetfelder für die 2D-MOT

Für die erfolgreiche Erzeugung eines Atomstrahls in einer 2D-MOT sind mehrere Komponenten notwendig: Vor allem Hintergrunddampf aus Kaliumatomen, die dann in zwei Raumrichtungen durch zwei große retroreflektierte Laserstrahlen und ein magnetisches Quadrupolfeld dopplergekühlt werden. Der sogenannte Push-Strahl sorgt dafür, dass die Atome nur in eine Richtung aus der 2D-MOT entweichen. Entlang der gleichen Achse wird auch eine Fluoreszenzabbildung mithilfe einer CCD-Kamera realisiert.

Die großen elliptischen Strahlen für die 2D-MOT werden durch zwei zylindrische Linsen geformt. Der genaue Aufbau ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Der kollimierte Laserstrahl wird durch eine asphärische Linse aufgeweitet (mit Zwischenfokus) und mit den zylindrischen Linsen wieder kollimiert. Auf diese Weise lassen sich Höhe und Breite des Strahls getrennt einstellen.

Der Push-Strahl wird in der Längsachse der Kammer eingestrahlt und beschleunigt die Atome, sodass sie zur 3D-MOT und nicht von ihr weg fliegen sowie aufgrund der Gravitation nicht zu weit nach unten fallen. Aus der gleichen Richtung kann die Atomwolke der 2D-MOT auch von einer Kamera<sup>12</sup> beobachtet werden. Damit beides zusammen ohne Umbau möglich ist, wird der Push-Strahl über einen Strahlteiler eingestrahlt, der gleichzeitig fluoresziertes Licht zur Kamera transmittiert. So kann die Funktion der 2D-MOT durch Fluoreszenzabbildung auch ohne 3D-MOT überprüft werden, was die Fehlersuche vereinfacht.

<sup>12</sup> Chameleon CMLN-13S2M-CS, Sony ICX445 Sensor.

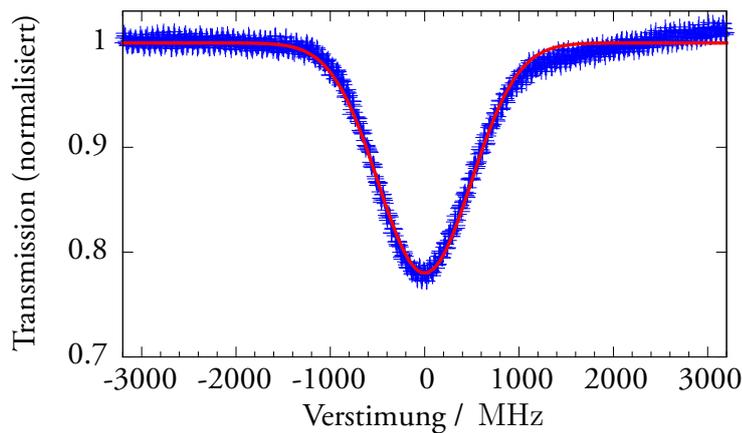


**Abbildung 3.3:** Strahlformung für die elliptischen Strahlen der 2D-MOT. Nach zwei Justierspiegeln und einem  $\lambda/4$ -Plättchen, das den Strahl zirkular polarisiert, wird der Strahl von einer asphärischen Linse aufgeweitet. Nach 75 mm wird der Strahl in der vertikalen Achse mit einer Zylinderlinse kollimiert, nach 150 mm auch in der horizontalen. Die Strahlgröße beträgt anschließend etwa  $44 \text{ mm} \cdot 22 \text{ mm}$ .

Allerdings muss dazu der Push-Strahl abgeschaltet werden, da Reflexe sonst die Kamera sättigen. Diese Kamera wurde am Anfang auch für die Suche nach den optimalen Parametern zum Fangen von Teilchen in der 2D-MOT genutzt.

Das für die Funktion der 2D-MOT notwendige Quadrupol-Magnetfeld wird von zwei Reihen von Permanentmagneten bereitgestellt. Zusätzlich werden nur kleine Ausgleichsspulen benötigt, um die Atome auf die richtige Höhe vor die differenzielle Pumpstrecke zu bringen.

Als Atomquelle für den Hintergrunddampf aus Kalium dient eine Glasampulle, die im Vakuum zerbrochen wird. Für den Testbetrieb (das betrifft alle Messungen in dieser Arbeit) wurde eine Ampulle mit 1 g natürlicher Kaliummischung genutzt. Alternativ können als Atomquelle auch Dispenser verwendet werden. Die Vakuumkammer wird im Bereich der Ampulle und der 2D-MOT auf etwa  $60^\circ\text{C}$  geheizt, damit der Dampfdruck des Kaliums ausreichend groß ist ( $\sim 2 \cdot 10^{-7}$  mbar). Die Hauptkammer ist durch eine differenzielle Pumpstrecke mit der 2D-MOT verbunden, was einen Druckunterschied zwischen den Kammern um etwa vier Größenordnungen ermöglicht. Auf diese Weise kann die 2D-MOT bei einem höheren Dampfdruck betrieben werden, ohne die Lebensdauer in der Hauptkammer nennenswert zu beeinflussen.



**Abbildung 3.4:** Absorptionsspektroskopie der 2D-Kammer mit Gauß-Fit. Die Breite der Kurve wird durch die Doppler-Verbreiterung bestimmt. Über den Flächeninhalt lässt sich der Dampfdruck in der Kammer berechnen. Die Messung erfolgte durch die Kammer mit einem Teststrahl auf einer Photodiode. FWHM = 1161 MHz, Höhe =  $-0,22$

### 3.3 Alleiniger Betrieb der 2D-MOT

Nachdem alle benötigten Komponenten für die 2D-MOT aufgebaut sind, geht es damit weiter, sie in Betrieb zu nehmen. Dazu muss eine Vielzahl an Parametern gleichzeitig korrekt gewählt sein, wie zum Beispiel die Verstimmung beider Laser, die Polarisation der Strahlen und der Kaliumdampfdruck in der Kammer. Außerdem muss die Dichteüberhöhung der 2D-MOT auch zweifelsfrei detektiert werden können. Im ersten Schritt muss dazu sichergestellt werden, dass sich das Kalium aus der gebrochenen Ampulle genügend in der Kammer der 2D-MOT verteilt hat (Abschnitt 3.3.1). Der nächste Abschnitt (3.3.2) handelt von unserer Erfahrung, die Atomfalle zu detektieren und mögliche Fehlerquellen auszuschließen. Daraufhin folgt ein Abschnitt (3.3.3) mit einer Messung der Atomzahl und Abschätzungen über den erwarteten Teilchenfluss Richtung 3D-MOT.

#### 3.3.1 Spektroskopie am Hintergrundgas der 2D-MOT

Um nach dem Brechen der Kaliumampulle zu überprüfen, ob der Dampfdruck ausreichend ist, führen wir eine Absorptionsspektroskopie an der 2D-Kammer durch. Dabei ist bemerkenswert, dass erst einige Tage nachdem wir mit dem Heizen von Ampulle und Kammer begonnen hatten, ein Absorptionssignal sichtbar wurde. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass das Kalium nur relativ langsam von der Ampulle in die Kammer diffundiert. Die Heiztemperaturen betragen  $T_{\text{Ampulle}} = 80^\circ\text{C}$  und  $T_{\text{Kammer}} = 60^\circ\text{C}$ .

Das beobachtete Absorptionssignal (Abbildung 3.4) zeigt qualitativ, dass in der Kammer Kaliumdampf vorhanden ist. Um festzustellen, ob der Dampfdruck für eine 2D-MOT ausrei-

chend groß ist, schätzen wir den Druck über das Absorptionssignal ab. Dabei ist zu beachten, dass der Dopplereffekt bei dieser Spektroskopie-Methode und der hohen Temperatur die dominierende Größe ist. Die Spektroskopie lässt sich, unter Vernachlässigung der Bewegung der Atome, durch das Absorptionsgesetz von Lambert-Beer beschreiben [28]:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\sigma n z} \quad (3.1)$$

Hier ist  $\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$  der Wirkungsquerschnitt,  $n$  die Dichte und  $z$  die Strecke. Die Doppler-Verbreiterung führt dazu, dass Teilchen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten bei verschiedenen Frequenzen resonant sind und verursacht damit eine flachere Kurve mit gleichem Flächeninhalt. Um die Gesamtdichte zu erhalten, müssen wir daher über die entstandene Gauß-Kurve integrieren. Über das Absorptionsgesetz erhalten wir zuerst eine Dichte pro MHz

$$n/\Gamma = -\frac{\ln(I/I_0)}{\sigma z} = -\frac{2\pi \ln(1 - 0,22)}{3 \cdot (767 \text{ nm})^2 \cdot 52 \text{ mm}} = 5,62 \cdot 10^6 / \text{cm}^3 \text{ MHz}. \quad (3.2)$$

Mit der Integration über die Frequenz kommen wir dann auf die nützlichere Größe der Teilchendichte

$$n = \frac{n}{\Gamma} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2\nu^2}{a^2}} d\nu = \frac{n}{\Gamma} a \sqrt{\pi} = 5,0 \cdot 10^9 / \text{cm}^3. \quad (3.3)$$

Mit Hilfe der idealen Gasgleichung erhalten wir einen Druck von

$$p = nkT = 2,28 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}. \quad (3.4)$$

Der Druck liegt in einem Bereich, bei dem die MOT gut funktionieren sollte (vgl. [26]). Wenn mit resonantem MOT-Licht in die Kammer gestrahlt wird, ist das Kalium stark leuchtend mit dem Auge sichtbar, bei der für die MOT benutzten Verstimmung von  $-3\Gamma$  nur noch schwach im Dunkeln.

### 3.3.2 Detektion der Atome

Mit dem abgeschätzten Dampfdruck des Kaliums sollte es nun möglich sein, die 2D-MOT in Betrieb zu nehmen. Dafür müssen wir die erhöhte Dichte im Zentrum der Kammer detektieren.

Eine Möglichkeit besteht darin, die Atome zum Detektieren direkt in die 3D-MOT zu laden. Auf diese Weise lassen sich durch lange Ladezeiten auch kleine Laderaten messen. Wenn keine Atome zu sehen sind, ist allerdings unklar, ob die 2D- oder 3D-MOT die Ursache ist. Daher wollen wir zuerst das Funktionieren der 2D-MOT unabhängig überprüfen, indem wir die Dichteüberhöhung in der Push-Achse der 2D-MOT beobachten. Das ist grundsätzlich nicht einfach, da die Atome nicht gefangen sind, sondern schnell entlang der dritten Achse

entkommen. Die Dichteüberhöhung ist daher relativ gering und ihre Detektion wird durch eine relativ hohe Hintergrundfluoreszenz behindert. Aufgrund der großen, leistungsstarken MOT-Strahlen wird die Fluoreszenzmessung durch Streulicht erschwert.

Daher wurde als erstes versucht, die überhöhte Dichte durch Spektroskopie entlang der Push-Achse zu messen, da die Messmethode prinzipiell sehr unempfindlich gegenüber Streulicht sein sollte. Um auch eine nur gering erhöhte Dichte sehen zu können, wurde das Kühllicht periodisch geschaltet und nach einer Änderung der Absorption gesucht. Diese trat auch auf, wurde jedoch nicht durch eine Dichteüberhöhung hervorgerufen, sondern durch eine Verschiebung der atomaren Niveaus durch einen vom Kühllicht hervorgerufenen AC Stark-Effekt.

Zum Erfolg führte schließlich eine Fluoreszenzabbildung entlang der Push-Achse. Hierfür müssen die Push- und Bremsstrahlen abgeschaltet werden und der  $90^\circ$  Reflektor für den Bremsstrahl abgedeckt werden, um das Streulicht auf der Kamera zu minimieren. Das erste Bild der 2D-MOT ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Mit der Kamera ist das Fluoreszenzsignal der 2D-MOT gut optimierbar, weil die Änderungen an den Parametern sofort sichtbar sind. Die MOT in der Mitte ist deutlich vom Hintergrund abgehoben, aber auch dieser ist klar leuchtend zu erkennen.

### 3.3.3 Abschätzungen von Teilchenzahl und Teilchenfluss in die MOT

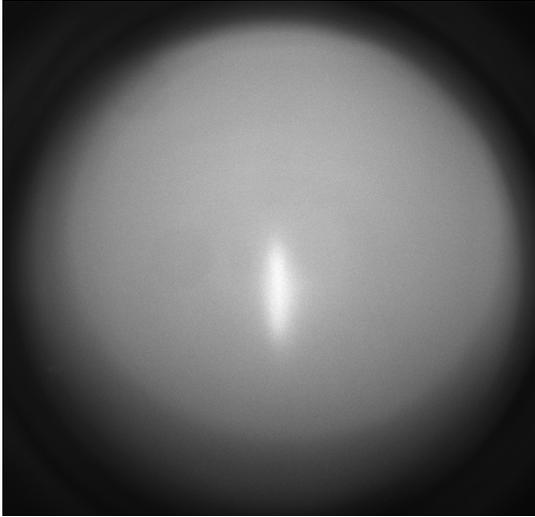
Nun stellt sich die Frage, wie viele Atome in der 2D-MOT detektiert werden und wie groß der erwartete Teilchenfluss ist. Da die Atome nicht komplett gefangen werden, sehen wir einen dynamischen Gleichgewichtszustand und können nur die Frage beantworten, wie viele Atome gleichzeitig zur Fluoreszenz beitragen. In Abbildung 3.6 ist das Foto, das für die Berechnung genutzt wurde, in Falschfarben zu sehen.

#### Teilchenzahl

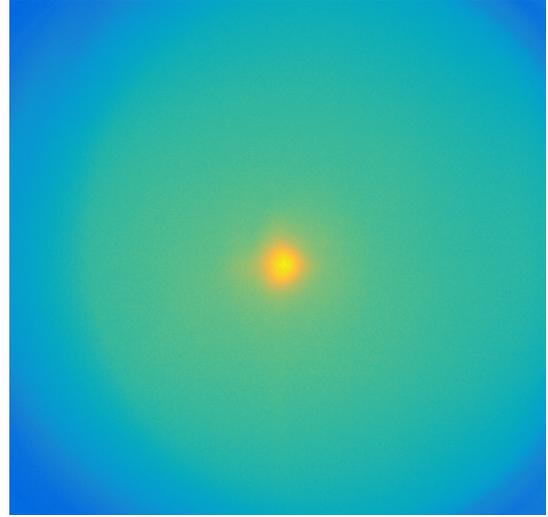
Wollen wir die Teilchenzahl  $N$  berechnen, können wir dazu mit einer Kamera die gestreuten Photonen  $N_{\text{ph}}$  zählen. Über die Streurrate  $\gamma'$  lässt sich dann die Zahl der Kaliumatome über

$$N = \frac{N_{\text{ph}}}{\gamma' t_{\text{exp}}} \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \quad (3.5)$$

berechnen. Hier ist der Raumwinkel des Objektivs  $\Omega$  und die Belichtungszeit  $t_{\text{exp}}$ . Die Messmethode ist relativ simpel, hat aber eine große Unsicherheit bei der effektiven Streurrate. Diese ist an den verschiedenen Orten der MOT unterschiedlich und von der inhomogenen Intensitätsverteilung der MOT-Strahlen sowie vom Magnetfeld abhängig.



**Abbildung 3.5:** Erstes Bild der 2D-MOT, mit einer CCD-Kamera in Push-Achse aufgenommen. Die Fluoreszenz des Hintergrundgases verursacht den hellen Hintergrund, dessen Form von einem runden Vakuumfenster kommt.



**Abbildung 3.6:** Foto der 2D-MOT (in Falschfarben), das für die Abschätzungen verwendet wurde.

Die effektive Streurrate der Atome für ein Zweiniveausystem beträgt [25]

$$\gamma' = s \frac{\Gamma/2}{1 + s + (2\delta/\Gamma)^2}. \quad (3.6)$$

Dabei ist  $s = I/I_{\text{sat}}$  der Sättigungsparameter,  $\Gamma/2\pi = 6$  MHz die Linienbreite des D2-Übergangs und  $\delta$  ist die Verstimmung zum atomaren Übergang.

Die Rate, mit der die angeregten Zustände spontan zerfallen, beträgt  $\Gamma = 2\pi \cdot 6$  MHz. Bei sehr hohen Intensitäten können durch die stimulierte Emission maximal die Hälfte der Atome im angeregten Zustand sein, daher beträgt die höchste erreichbare Streurrate  $\gamma/2$ .

In unserem Fall ist die Situation etwas komplizierter, da wir zwei Grundzustände und kein Zweiniveausystem haben. Für unsere Berechnung gehen wir aber von der Annahme aus, dass sich die Atome hauptsächlich im Zustand  $F = 2$  befinden und sie vom Rückpumper schnell wieder zurück gepumpt werden, wenn sie in den Zustand  $F = 1$  fallen. In diesem Fall entspricht unser System einem effektiven Zweiniveausystem, bei dem wir für die Berechnung der Streurrate nur die Leistung des Kühlers in Betracht ziehen. Deshalb gehen wir hier davon aus, dass die Leistung des Kühlers der gesamten optischen Leistung eines Zweiniveausystems entspricht. Inklusive der retroreflektierten MOT-Strahlen beträgt die Leistung des Kühlers in der 2D-MOT etwa 720 mW. In der Mitte eines Gauß-Strahls beträgt die Intensität [28]

$$I = \frac{2}{\pi w_x w_y} \cdot P_{\text{Kühler}}. \quad (3.7)$$

Die mittlere Intensität ist die Hälfte dieses Wertes. Mit den großen, elliptischen Strahlen (44 mm · 22 mm) der 2D-MOT ergibt das eine mittlere Sättigung von  $s = I/I_{\text{sat}} \approx 54$ . Die 2D-MOT ist über die Breite der Strahlen ausgedehnt, daher ist die Annahme der mittleren Sättigung eine sinnvolle Näherung. Mit der Verstimmung des Kühlers von  $-5,1\Gamma$  ergibt das eine Streurrate von  $\gamma' = 2\pi \cdot 1 \text{ MHz}$ .

Für die Berechnung der Teilchenzahl benötigen wir noch die Detektionseffizienz der Kamera. Zu diesem Zweck kalibrieren wir die Kamera<sup>13</sup> mit einem Teststrahl der gleichen Wellenlänge. Mit diesem wird frontal auf das Kameraobjektiv geleuchtet und die Leistung anschließend mit einem Powermeter gemessen. Aus den gemessenen Werten lässt sich nun der Kalibrierungsfaktor für die Kamera berechnen

$$\frac{N_{\text{Kamera}}}{N_{\text{Ph}}} = N_{\text{Kamera}} \cdot \frac{hc}{P_{\text{test}} t_{\text{exp}} \lambda} = \frac{1}{91} \frac{\text{counts}}{\text{Photon}}. \quad (3.8)$$

Der Raumwinkel, unter dem die Photonen am Objektiv ankommen, beträgt

$$\Omega = \frac{A}{d^2} = \frac{\pi r^2}{d^2} = 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ sr}, \quad (3.9)$$

mit dem effektiven Radius der Linse  $r = 1,1 \text{ cm}$  und der Entfernung zum Zentrum der MOT  $d = 43 \text{ cm}$ . Damit treffen etwa  $1,6 \cdot 10^{-4}$  der Photonen auf den Sensor der Kamera.

Für die Berechnung der Teilchenzahl wurde von dem Bild (Abbildung 3.6) der Hintergrund (ohne MOT durch Drehen der  $\lambda/4$ -Plättchen aufgenommen) abgezogen und in einem auf die MOT zentrierten Ausschnitt die Summe aller Bits berechnet. Die 2D-MOT leuchtet mit einer Leistung von etwa  $P \approx 5,4 \text{ nW}$  auf die Kamera, damit beträgt die Zahl der sichtbaren Atome

$$N = \frac{N_{\text{Ph}}}{\gamma' t_{\text{exp}}} \cdot \frac{4\pi}{\Omega} = \frac{P\lambda}{\gamma' hc} \cdot \frac{4\pi}{\Omega} = 1,9 \cdot 10^7. \quad (3.10)$$

Der Prozess, den wir beobachten, ist in einem dynamischen Gleichgewichtszustand. Die Atome werden aus dem gesamten Einfangbereich in die Mitte der Falle gedrückt und dabei gekühlt. Da nur in zwei Achsen Lichtkräfte wirken, fliegen einige Atome in longitudinaler Richtung aus dem Bereich, bevor sie gefangen werden können. Die anderen verlassen nach kurzer Zeit die MOT im Zentrum in beide Richtungen. Wir können die Atome also nur kurz sehen, das aufgenommene Foto zeigt einen Fluss von Atomen, die zur Mitte gedrückt werden und dort entlang der Push-Achse in beide Richtungen die MOT verlassen. Die Zahl der sichtbaren Atome ist also im Wesentlichen von der Laderate aus dem Hintergrundgas und der Rate abhängig, mit der sie die 2D-MOT wieder verlassen.

---

<sup>13</sup> Chameleon CMLN-13S2M-CS, Sony ICX445 Sensor.

## Teilchenfluss

Mit dem Ergebnis der Teilchenzahl wollen wir nun die Größe des resultierenden Teilchenflusses abschätzen. Um aus der Atomzahl den Teilchenfluss zu berechnen, ist die Geschwindigkeit erforderlich, mit der die Atome die MOT verlassen. Diese zu messen ist jedoch recht aufwändig, daher verwenden wir für unsere Abschätzung Werte aus einer Arbeit von Catani et al. Mit Push-Strahl wurde dabei eine mittlere Geschwindigkeit von  $v = 32 \text{ m/s}$  gemessen [26]. Im Mittel muss ein Atom in longitudinaler Achse durch die halbe 2D-MOT fliegen, um ihr zu entkommen. Das heißt, die Wechselwirkungszeit, in der die Atome fluoreszieren, beträgt im Mittel  $t = s/v$ , mit der halben Strecke  $s = 22 \text{ mm}$ . Die Atome entkommen der 2D-MOT in beide Richtungen, sollen bei aktiviertem Push-Strahl allerdings überwiegend in Richtung 3D-MOT gedrückt werden. Unter Annahme der Geschwindigkeit von Catani et al. beträgt die mittlere Zeit in der MOT  $t = 0,69 \text{ ms}$ , was einen berechneten Teilchenfluss von  $N/t = 2,8 \cdot 10^{10} \text{ Atome/s}$  ergibt.

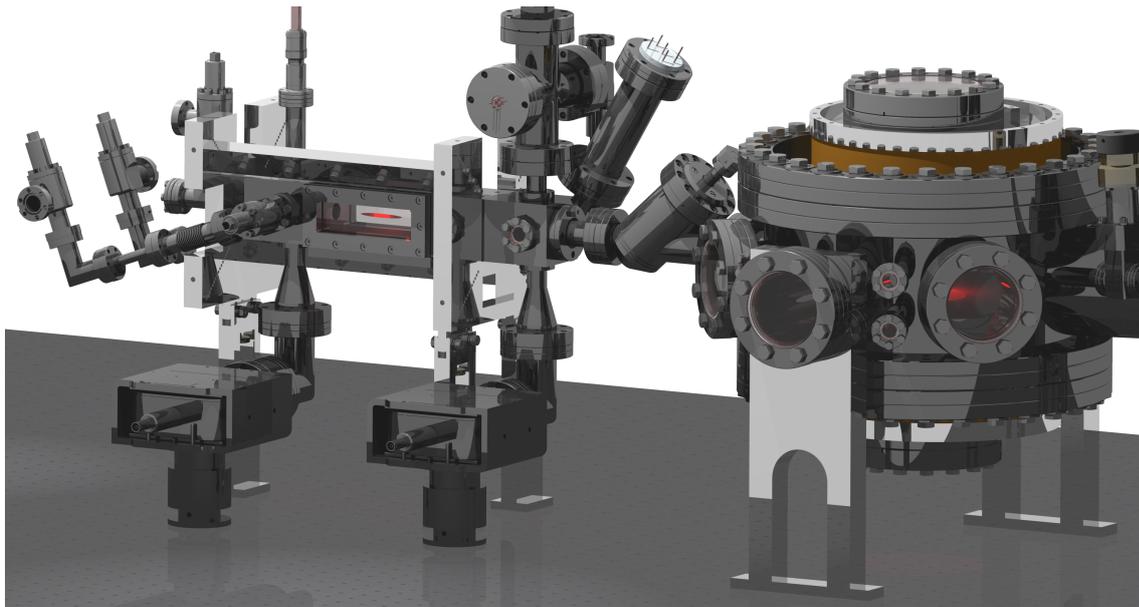
Da während der Abbildung kein Push-Strahl vorhanden ist, herrscht in der abgebildeten MOT eine vollkommen andere Dynamik. In Ref. [26] wurde ebenfalls die erwartete Geschwindigkeit mit geringeren Push-Leistungen simuliert. Wenn wir den Punkt mit der geringsten Leistung (fast ohne Push-Strahl) nehmen, beträgt die simulierte Geschwindigkeit etwa  $v = 5 \text{ m/s}$ . Mit diesem Wert wäre unsere Wechselwirkungszeit bei  $t = 4,4 \text{ ms}$  und die Rate läge bei  $N/t = 4,3 \cdot 10^9 \text{ Atome/s}$ .

## 3.4 Aufbau der 3D-MOT

Mit dem Prinzip der MOT und dem benötigten Licht des Lasersystems werden in diesem Abschnitt die wesentlichen experimentellen Voraussetzungen erläutert, um die Atomfalle aufzubauen. Als Grundlage dafür wird eine speziell angepasste Vakuumkammer mit einer Kaliumquelle benötigt (Abschnitt 3.4.1). Damit kann dann die 2D-MOT (Abschnitt 3.2) sowie die 3D-MOT (Abschnitt 3.4.2) aufgebaut werden.

### 3.4.1 Vakuumkammer

Die Teilchendichte einer MOT liegt bei etwa  $10^{11} / \text{cm}^3$  [29] und ist damit einige Größenordnungen unter der Dichte von Luft bei Normalbedingungen ( $2,5 \cdot 10^{19} / \text{cm}^3$  für ein ideales Gas). Ein einzelnes Atom bei Raumtemperatur hat genügend Energie, ein gefangenes Atom aus einer MOT oder Magnetfalle zu stoßen, daher wird ein sehr gutes Vakuum benötigt. Abbildung 3.7 zeigt die CAD-Zeichnung unserer Vakuumkammer. Im linken Teil, mit den großen rechteckigen Fenstern, ist die 2D-MOT; im rechten Bereich ist die Experimentkammer mit 3D-MOT und Quantengasmikroskop im Vakuum (in der Zeichnung nicht zu se-



**Abbildung 3.7:** CAD-Zeichnung der Vakuumkammer. Links ist die Kammer der 2D-MOT zu sehen, mit breiten rechteckigen Fenstern und Permanentmagneten. Rechts befindet sich die Hauptkammer, mit der 3D-MOT, den Spulen und dem Mikroskop im Vakuum (nicht sichtbar).

hen). Das Mikroskop besteht aus zwei identischen Optiken und ermöglicht die Beobachtung der Atome von oben und unten. Außerdem soll es für beugungsbegrenztes Einstrahlen der optischen Pinzetten verwendet werden.

Um bei dem Experiment eine hohe Lebensdauer zu bekommen, benötigen wir einen sehr geringen Restdruck und damit ein Ultrahochvakuum. Dessen Erzeugung verläuft in einigen Stufen. Als erstes wird mit einer Vorpumpe ein Vakuum mit etwa 1 mbar erzeugt. Anschließend wird der Druck mit einer Turbomolekularpumpe um acht Größenordnungen weiter reduziert, auf etwa  $10^{-9}$  bis  $10^{-8}$  mbar. Bei diesem Druck ist die Teilchendichte so hoch, dass die Lebensdauer von Atomfallen aufgrund von Stößen eine Sekunde nicht übersteigt. Durch Ausheizen der Kammer kann der Druck weiter reduziert werden: durch Desorption werden an den Wänden haftende Wassermoleküle und andere Teilchen frei und können abgepumpt werden. Das Ausheizen ist außerdem notwendig, um das Ausgasen von in Stahl eingelagertem Wasserstoff zu reduzieren. Die Turbopumpen erzeugen durch ihre Rotation Vibrationen, die sensible Messungen unmöglich machen und müssen deshalb für die Experimente abgeschaltet werden. Für noch geringeren Druck werden Ionengetterpumpen eingesetzt, die keine beweglichen Teile haben und daher auch während des Experimentierens durchlaufen können. Eine weitere Methode, die nach dem Ausheizen eingesetzt wird, ist das Sublimieren von Titan. Dazu werden Titanstäbe durch einen hohen Strom zum Glühen gebracht. Die freigesetzten Titanatome setzen sich an der Kammerwand ab. Sie reagieren mit dem Restgas und sorgen für eine weitere wesentliche Druckminderung. Letztendlich haben wir ein Vakuum mit einem Druck von etwa  $10^{-11}$  mbar erhalten, das entspricht einer Teilchendichte von  $\sim 10^6$  /cm<sup>3</sup>.



**Abbildung 3.8:** MOT-Auskoppler, bestehend aus einem Faserkoppler, einer Linse ( $f = 100$  mm) zum Kollimieren des Strahls, einem Spiegel zum Justieren, einem Strahlteilerwürfel für eine saubere Polarisation und einem  $\lambda/4$ -Plättchen.

### 3.4.2 Optik und Magnetfelder

Für die 3D-MOT wird eine Anordnung aus drei zueinander senkrechten, retroreflektierten Strahlen verwendet.

Die Auskoppler (Abbildung 3.8) der 3D-MOT haben durch das gezeigte Cage-System eine sehr kompakte Bauweise. Diese bestehen aus einer sphärischen 100 mm-Linse, die den Strahl mit etwa 16,6 mm Durchmesser kollimiert, einem polarisierenden Strahlteilerwürfel, der für eine saubere Polarisation sorgt und einem  $\lambda/4$ -Plättchen, das den Strahl zirkular polarisiert. Über den Würfel lässt sich außerdem das Licht für die graue Melasse einstrahlen, die in Abschnitt 4.1 erläutert wird. Auf der anderen Seite der Kammer befindet sich für den retroreflektierten Strahl ein Spiegel mit einem weiteren  $\lambda/4$ -Plättchen.

Das Magnetfeld der MOT wird durch zwei wassergekühlte Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration mit 5 mm Drahtdurchmesser erzeugt. Die Spulen sind für deutlich größere Feldgradienten dimensioniert, als es für die MOT erforderlich ist. Sie werden derzeit von einem 100 A Netzteil versorgt und können damit einen Magnetfeldgradienten von etwa 50 G/cm erzeugen. Die hohen Magnetfelder werden für die Magnetfalle sowie den Transport unter das Mikroskop benötigt. Für die Messung der Lebensdauer in der Magnetfalle (Abschnitt 3.5.6) hat ein Feld von 25 G/cm ausgereicht. Ein Strom von 17,5 A, bei dem die MOT lange betrieben wurde, entspricht laut der Simulation mit Biot-Savart einem Magnetfeldgradienten von 9 G/cm.

Die Kamera<sup>14</sup> wurde vor einem der großen Fenster der Hauptkammer montiert, senkrecht

<sup>14</sup> Gleiches Modell wie bei der 2D-MOT.

zur Push-Achse. Sie wurde mit einem einfachen Objektiv ausgestattet, das aus zwei sphärischen Linsen ( $f = 40$  mm und  $f = 250$  mm) besteht.

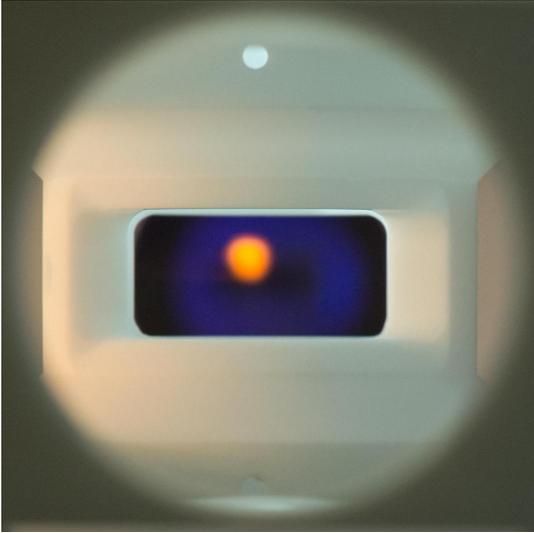
## 3.5 Messungen mit der 3D-MOT

Mit der funktionierenden 2D-MOT auch die 3D-MOT mit  $^{39}\text{K}$  in Betrieb zu nehmen, funktionierte bei dem ersten Versuch. Dabei war die Atomwolke sofort auf der Kamera zu sehen und schnell auch mit dem Auge sichtbar. Für die ersten Schritte der Optimierung reicht die Beobachtung des Live-Bildes der Kamera aus, doch die MOT und deren Helligkeit wird von einer Vielzahl von Parametern beeinflusst. Um die Eigenschaften der MOT, besonders Laderate und Teilchenzahl, gut optimieren zu können, benötigen wir eine Teilchenzahlmessung, die möglichst unabhängig von den Parametern der MOT ist.

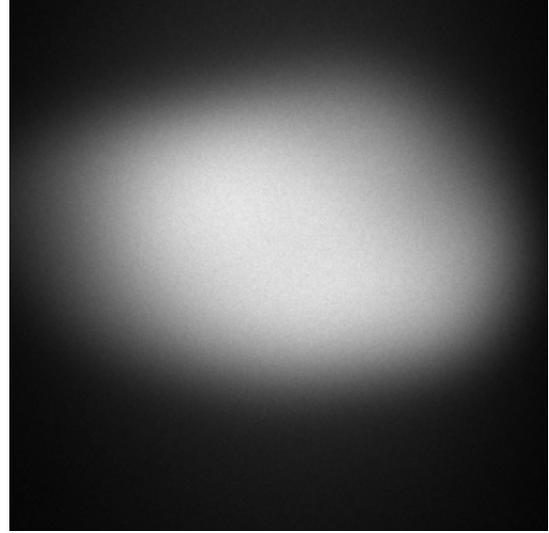
Die Begründung für die verwendeten Parameter der Atomzahlmessung folgt im nächsten Abschnitt. Bei allen Ergebnissen dieser Arbeit stehen die Messungen mit  $^{39}\text{K}$  im Fokus und die mit  $^{40}\text{K}$  dienen als Zusatz und Vergleich. Aufgrund der sehr geringen Häufigkeit von  $^{40}\text{K}$  im natürlichen Kalium ist die Optimierung auf das Isotop sehr mühsam und sollte erfolgen, sobald die angereicherte Ampulle eingebaut ist.

### 3.5.1 Wahl der Abbildungs-Parameter

Die Atomzahl soll hauptsächlich für den internen Gebrauch als möglichst unabhängiges Maß dienen, um für Verstimmung, Magnetfeldgradienten und andere Parameter die optimalen Einstellungen zu finden. Zusätzlich ermöglicht sie eine grobe Vergleichbarkeit mit anderen Experimenten und zeigt daher, ob noch großes Optimierungspotenzial besteht und wie gut das spezifische Design der MOT ist. Aufgrund von Unsicherheiten, die in diesem Abschnitt noch erläutert werden, ist die Messung der Teilchenzahl keine Präzisionsmessung, sondern hat gewisse Messabweichungen und kleine systematische Fehler, wodurch die Teilchenzahl tendenziell etwas unterschätzt wird. Um eine gute Optimierung zu ermöglichen, sollte die Messung möglichst unabhängig von den Parametern der MOT sein und selbst keine großen Schwankungen verursachen. Dazu wird die Verstimmung der MOT kurz vor der Abbildung auf  $-1\Gamma$  verringert und mit maximaler Intensität abgebildet. Durch die beinahe erreichte Sättigung der atomaren Übergänge wirken sich Schwankungen in der Laserleistung kaum auf die Streurrate der Atome aus (vgl. Abbildung 3.11a). Eine etwas stärkere Verstimmung bewirkt dagegen eine deutliche Verringerung der Fluoreszenz (vgl. Abbildung 3.12b) und würde daher zum Unterschätzen der Atomzahl führen. Das Ändern der Verstimmung benötigt fast eine Millisekunde und führt durch die erhöhte Kompression zu einer gesteigerten Verlustrate.



**Abbildung 3.9:** Foto einer 3,6 mm großen Atomwolke, mit einer normalen Spiegelreflexkamera mit integriertem Infrarotfilter aufgenommen.



**Abbildung 3.10:** Abbildung einer Wolke mit  $8 \cdot 10^8$  Atomen von der Kamera, die für die Messung der Teilchenzahl verwendet wird, ohne Infrarotfilter.

### Kalibrierung der Kamera

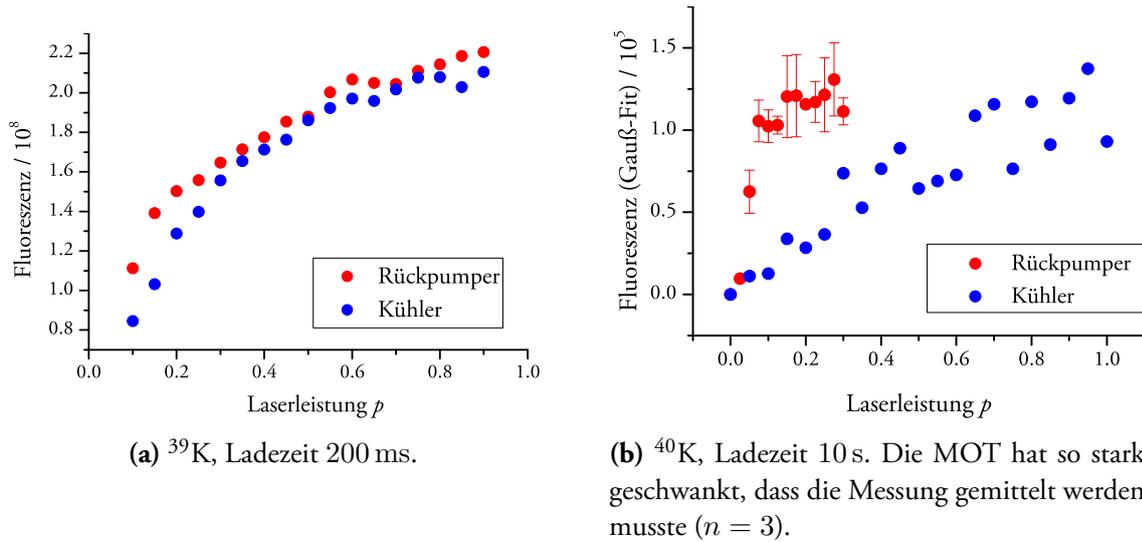
Um wie bei der 2D-MOT durch Zählen der Photonen die Teilchenzahl berechnen zu können, muss ebenfalls die genutzte Kamera kalibriert werden. Die Kalibrierung der Kamera erfolgt genauso wie bei der 2D-MOT in Abschnitt 3.3.3. Dabei beträgt hier der Kalibrierungsfaktor

$$\frac{N_{\text{Cam}}}{N_{\text{Ph}}} = 259 \frac{\text{counts}}{\text{Photon}}. \quad (3.11)$$

Mit der Entfernung des Objektivs zur MOT  $d = 29$  cm und dem nutzbaren Radius der Linse  $r = 11$  mm beträgt der Raumwinkel  $\Omega = A/d^2 = \pi r^2/d^2 = (4,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$  sr. Den Sensor der Kamera erreichen damit  $3,6 \cdot 10^{-4}$  der emittierten Photonen. Die Unsicherheit des Raumwinkels wird durch die Messung des effektiven Linsendurchmessers bestimmt und ist nicht der entscheidende Faktor für die Berechnung der Teilchenzahl.

### Streurate

Bei der Abbildung der 3D-MOT sind wir flexibler als bei der 2D-MOT und können durch eine geringere Verstimmung die Streurate deutlich erhöhen. Wenn die Intensität ausreichend hoch ist, beträgt die Streurate fast  $\Gamma/2 \approx 18,8$  MHz. Bei einer geringeren Intensität oder größerer Verstimmung muss, genauso wie bei der 2D-MOT, die Streurate berechnet werden. Die Berechnung übernimmt dabei unsere Experimentsteuerung mit der jeweils genutzten Abbildungsverstimmung und dem Sättigungsparameter  $s = 65$ , der experimentell bestimmt wurde (vgl. den Abschnitt zum Sättigungsparameter).



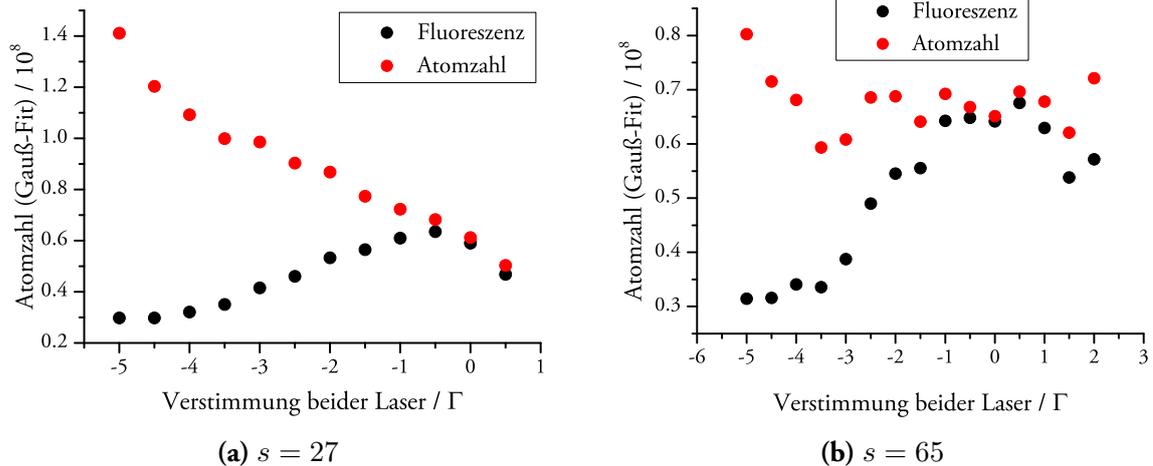
**Abbildung 3.11:** Abbildung der MOT mit variiertem Abbildungsleistung bei einer Verstimmung von  $-1\Gamma$ . Die MOT wurde mit konstanten Parametern geladen, erst für die Abbildung wurde die Strahlintensität geändert. Man sieht, dass die Fluoreszenz mit steigender Laserleistung ansteigt, bei hoher Leistung aber beinahe sättigt. Wir gehen davon aus, dass der Effekt hauptsächlich von der Sättigung der Streurrate hervorgerufen wird. Die Teilchenverluste durch eine geringere Strahlintensität sollten vernachlässigbar sein. Bei voller Laserleistung entspricht der Wert der Fluoreszenz der Atomzahl. Da die Kurve bei hoher Laserleistung fast sättigt, hat eine Unsicherheit im Sättigungsparameter  $s$  keinen großen Einfluss auf die Genauigkeit der Teilchenzahlmessung.

Für unsere Strahlgröße von  $2w = 1,66 \text{ mm}$  und die Leistung des Kühlers<sup>15</sup> von  $P_{\text{Kühler}} = 90 \text{ mW}$  bekommen wir eine Sättigung im Zentrum der Strahlen von  $s = \frac{2}{\pi w^2} \cdot \frac{P_{\text{Kühler}}}{I_{\text{sat}}} = 48$ . Da die Größe der MOT mit  $2-6 \text{ mm}$  deutlich kleiner als ein MOT-Strahl ist, befindet sie sich näherungsweise im Intensitätsmaximum der Strahlen. Mit der gewählten Verstimmung von  $\delta = (-1 \pm \frac{1}{10})\Gamma$  beträgt die berechnete Streurrate etwa  $\gamma' = (17 \pm 1,8) \text{ MHz}$ . Die angegebene Unsicherheit beruht auf dem Schätzwert, dass wir die Verstimmung etwa auf  $1 \text{ MHz}$  genau kennen. Für die Genauigkeit der Teilchenzahlmessung spielt diese Unsicherheit die größte Rolle.

#### Leistung

Um zu überprüfen, ob die Intensität nahe an der Sättigung der atomaren Übergänge ist, wurde die Fluoreszenz der Atome in Abhängigkeit von der Laserleistung gemessen. Abbildung 3.11 zeigt den Einfluss der Laserleistung auf die Helligkeit der MOT. Für die Messung mit  $^{39}\text{K}$  wurde die MOT mit maximaler Intensität und konstanter Verstimmung ( $\delta_{\text{K}} = -4\Gamma$ ,  $\delta_{\text{R}} = -1,5\Gamma$ ) geladen. Danach wird innerhalb von  $1 \text{ ms}$  auf eine Verstimmung von  $\delta = -3\Gamma$  gerampft. Gleichzeitig wird die Leistung des Kühl- oder Rückpumplichts auf  $p = P/P_{\text{max}}$

<sup>15</sup> Effektive Leistung, mit den retroreflektierten Strahlen.



**Abbildung 3.12:** Experimentelle Bestimmung des Parameters  $s$ . Die gemessene Atomzahl muss bei Änderung der Abbildungsverstimmung konstant bleiben, wenn diese in die Rechnung mit einbezogen wird. Das ist in der linken Grafik nicht der Fall, mit einem Sättigungsparameter von  $s = 65$  bleibt sie jedoch annähernd konstant.

reduziert, das Licht des jeweils anderen Lasers bleibt bei voller Leistung. Die anschließende Belichtungszeit beträgt 0,2 ms. Bei der Messung mit  $^{40}\text{K}$  wurden manche Parameter angepasst<sup>16</sup>.

Wir gehen bei der Messung davon aus, dass die MOT in der kurzen Zeit der Rampe in ihrer Teilchenzahl weitgehend konstant bleibt, die Helligkeit bei der Messung also nur von der Intensität der Laser abhängig ist. Beide Laser sättigen bei voller Leistung beinahe den jeweiligen Übergang von  $^{39}\text{K}$ , daher können wir annehmen, dass die Atome tatsächlich fast mit  $\Gamma/2$  emittieren. Bei  $^{40}\text{K}$  sättigt das Rückpumplicht den Übergang schon bei 20 % der möglichen Leistung. Das Kühllicht ist nicht ganz so eindeutig nah an der Sättigung des atomaren Übergangs wie im Fall von  $^{39}\text{K}$ .

### Sättigungsparameter

Wenn wir annehmen, dass die Teilchenzahl bei einer schnellen Rampe der Verstimmung weitgehend konstant bleibt, können wir die Wahl des Sättigungsparameters experimentell überprüfen. Die berechnete Teilchenzahl sollte bei Änderung der Verstimmung nach einer schnellen Rampe konstant bleiben, falls der Parameter  $s$  richtig gewählt wurde. In Abbildung 3.12a wurde  $s = 27$  gewählt<sup>17</sup>, was für die berechnete Atomzahl zu einer deutlich abfallenden Kurve führt. Ein Sättigungsparameter von  $s = 65$  hingegen führt zu einer im Bereich von  $-3\Gamma$  bis

<sup>16</sup> Verstimmung beim Laden der MOT  $\delta_K = -2,5\Gamma$ ,  $\delta_R = +0,5\Gamma$ , Verstimmung bei der Abbildung  $\delta = -0,5$ , Belichtungszeit 20 ms.

<sup>17</sup> Zum Zeitpunkt der Messung war die Berechnung der Sättigung etwas ungenauer und basierte auf einer leicht abweichenden Strahlgröße.

$+1\Gamma$  konstanten Teilchenzahl (vgl. Abbildung 3.12b). Dieser Sättigungsparameter wird für sämtliche folgenden Messungen verwendet. Unter der Annahme, dass die Streurate vollkommen gesättigt ist, kann aus dem Maximum der Fluoreszenz die Teilchenzahl direkt abgelesen werden. Die Unsicherheit des Sättigungsparameters ist selbst bei  $\Delta s = \pm 20$  vernachlässigbar.

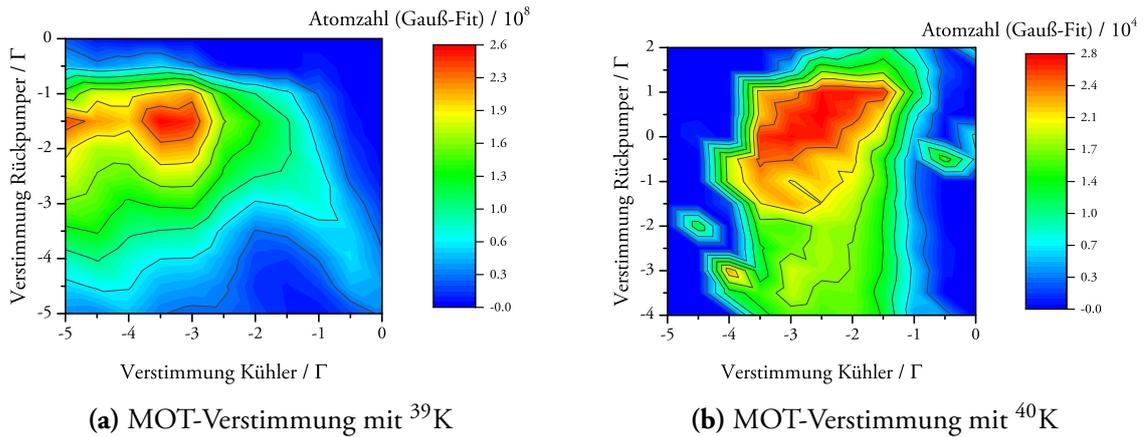
#### Teilchenzahlmessung

Verluste während Rampe und Abbildung führen zu einer geringeren Atomzahl zum Zeitpunkt der Abbildung. Durch diesen systematischen Fehler wird die Teilchenzahl eher unterschätzt. An Abbildung 3.12 lässt sich erkennen, dass sich die Teilchenverluste im Rahmen halten, ohne dass sie genau quantifiziert werden können. Für alle Messungen der Teilchenzahlen kann, zusätzlich zu dem systematischen Fehler, eine absolute Messabweichung von  $\Delta N/N \approx 12\%$  angenommen werden. Sie wird hauptsächlich von der Unsicherheit in der genauen Verstimmung der Laser dominiert, die wir auf  $\Delta\delta \approx \Gamma/10$  schätzen. Mithilfe einer Absorptionsabbildung ließe sich die Resonanz der Atome sehr genau überprüfen, was eine genauere Bestimmung der Verstimmung ermöglichen würde. Eine solche Absorptionsmessung wurde aber nicht mehr durchgeführt, da das Ziel dieser Arbeit keine Präzisionsmessung ist, sondern die Teilchenzahl lediglich für die Optimierung der MOT und zum Vergleich benötigt wird.

Für eine einfache Auswertung haben wir verschiedene Berechnungen der Teilchenzahl in der Experimentsteuerung implementiert. Bei der Atomzahl, die hier in allen Messungen zu sehen ist (außer, wenn es um die Fluoreszenz geht), ist die Verstimmung im Moment der Abbildung mit eingerechnet. Diese Berechnungen basieren auf zwei unterschiedlichen Methoden der Auswertung: Die simple summiert die Werte aller Pixel und zieht den Hintergrund davon ab. Die andere Methode macht einen zweidimensionalen Gauß-Fit an der Abbildung der Atomwolke. In den Grafiken wurden beide Varianten verwendet, weil sie unterschiedliche Vorteile haben. Bei einer großen MOT ist die Wolke nicht mehr gaußförmig und das Rauschen durch den Hintergrund vernachlässigbar, daher ist hier die Berechnung der Summe vorteilhaft. Für eine kleine MOT dagegen liefert die Summe durch starkes Rauschen keine guten Ergebnisse und die Atomwolke sieht fast perfekt gaußförmig aus. In allen Grafiken wurde es angegeben, wenn die Berechnung mit dem Gauß-Fit genutzt wurde. Für eine mittelgroße Atomwolke sind die Ergebnisse fast identisch.

#### 3.5.2 Verstimmung

Die Verstimmung der Laser hat einen wesentlichen Einfluss auf eine MOT. Sie bestimmt, zusammen mit dem Magnetfeld, die Größe und Dichte der Atomwolke und muss in einem begrenzten Bereich liegen, um die Atome überhaupt fangen zu können. Abbildung 3.13 zeigt die Teilchenzahl in Abhängigkeit der Verstimmung der beiden Laser. Durch die Kopplung



**Abbildung 3.13:** 2D Verstimmungskarten. Sie zeigen die Teilchenzahl in der MOT für beide Kaliumisotope in Abhängigkeit von der Verstimmung von 2D-, 3D-MOT und Push-Strahl. Bei beiden Isotopen existiert ein eindeutiges Maximum. Bei geringer Abweichung ( $\sim \Gamma/2$ ) vom Maximum nimmt die Teilchenzahl kaum ab.

der Verstimmungen von 2D-, 3D-MOT und Push-Strahl können wir in den Abbildungen nur eine Überlagerung all dieser Teilsysteme sehen und wissen nicht, ob ein globales Maximum mit größeren Teilchenzahlen existiert, das nur durch getrennte Wahl der Verstimmung gefunden werden kann.

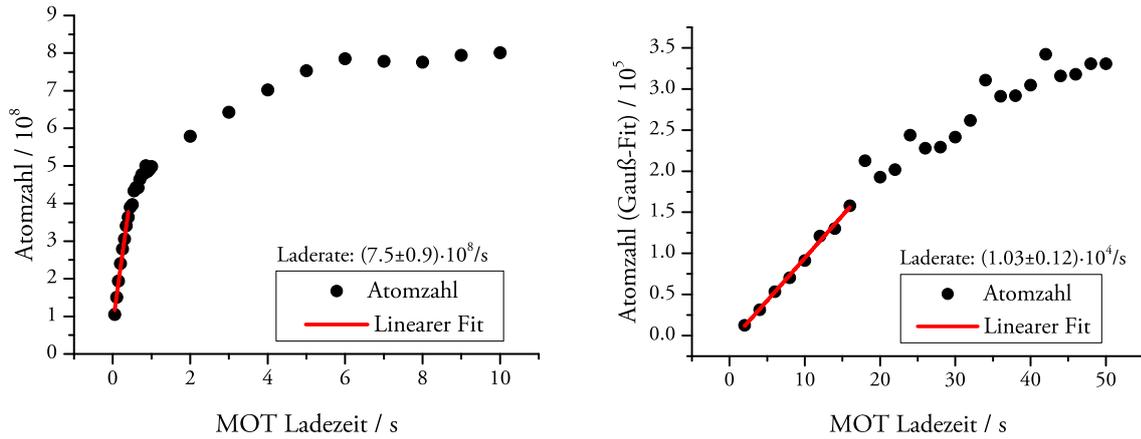
Bei  $^{39}\text{K}$  liegt das Maximum bei  $\delta_K = -3\Gamma$  und  $\delta_R = -1,5\Gamma$ . Mit davon abweichender Verstimmung fällt die Teilchenzahl relativ gleichmäßig ab und sobald einer der Laser etwas dichter als  $-1\Gamma$  an der Resonanz ist, werden keine Atome mehr gefangen.

Bei  $^{40}\text{K}$  ist die Abhängigkeit interessanterweise etwas anders. Die MOT ist bei einer Verstimmung des Kühlers von  $\delta_K = -4\Gamma$  bis  $\delta_K = -1\Gamma$  stabil, die Verstimmung des Rückpumpers hat jedoch einen geringen Effekt auf die Teilchenzahl, das Maximum wird bei  $\delta_R = +0,5\Gamma$  erreicht. Der geringe Effekt der Rückpumperverstimmung ist plausibel, da die Leistung viel stärker ist als benötigt und die Atome nur selten in den Zustand  $F = 7/2$  fallen.

### 3.5.3 Ladekurve

Anhand der Ladekurve einer MOT lässt sich sowohl die Laderate als auch die maximale Teilchenzahl bestimmen. Wir sind vor allem an einer hohen Laderate interessiert, damit nach kurzer Zeit genügend Atome für das weitere Experiment gefangen werden können. Die Zykluszeiten im Experiment sollen später bei nur wenigen Sekunden liegen. Die Ladekurven für  $^{39}\text{K}$  und  $^{40}\text{K}$  sind in Abbildung 3.14 zu sehen. Die Laderate von  $^{39}\text{K}$  liegt hier bei  $(7,5 \pm 0,9) \cdot 10^8$  Atome/s, sie fängt bereits nach 0,5 s an, geringer zu werden und die Atomzahl in der MOT sättigt nach etwa 5 s mit  $(8 \pm 1) \cdot 10^8$  Atomen.

$^{40}\text{K}$  lädt wesentlich langsamer, erst nach 50 s Ladezeit lässt sich die Sättigung der Kurve erahnen, davor ist sie weitgehend linear. Unter Vernachlässigung des Dampfdrucks von  $^{39}\text{K}$



(a)  $^{39}\text{K}$ .  $\delta_K = -4\Gamma$ ;  $\delta_R = -1,5\Gamma$ ;  $\partial B = 5,7 \text{ G/cm}$ . Für etwa 0,5 s steigt die Teilchenzahl annähernd linear.

(b)  $^{40}\text{K}$ .  $\delta_K = -2,5\Gamma$ ;  $\delta_R = +1\Gamma$ ;  $\partial B = 7,7 \text{ G/cm}$ . Die Teilchenzahl steigt in den ersten 20 s näherungsweise linear.

**Abbildung 3.14:** Ladekurven von beiden Isotopen. Anfangs steigen die Atomzahlen linear, bis sie mit längerer Ladezeit sättigen. Die angegebene Laderate wurde durch einen linearen Fit der ersten Messpunkte berechnet, bei den Fehlergrenzen wurde die allgemeine Unsicherheit der Atomzahlen von etwa 12 % mit eingerechnet.

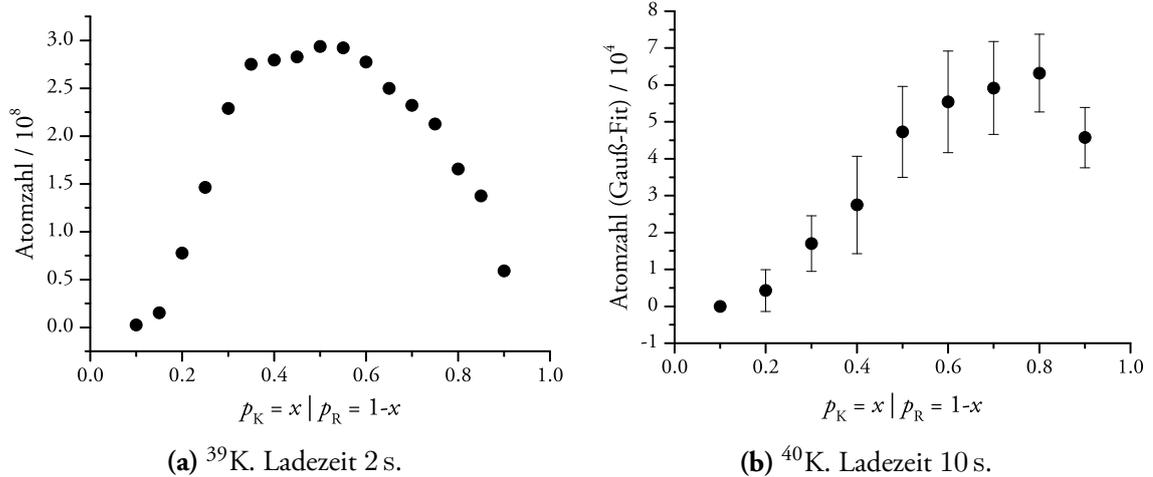
erwarten wir durch die geringe  $^{40}\text{K}$ -Konzentration von  $1,2 \cdot 10^{-4}$  eine um diesen Faktor kleinere Laderate von etwa  $9 \cdot 10^4$  Atome/s, sie beträgt aber nur  $(1,03 \pm 0,12) \cdot 10^4$  Atome/s. Ursache kann der hohe  $^{39}\text{K}$ -Dampfdruck in der 2D-Kammer sein sowie die kurze bisher aufgewendete Optimierungszeit für das Isotop. Die MOT lief bisher hauptsächlich mit  $^{39}\text{K}$  und wurde auch darauf optimiert, was gerade durch die Möglichkeit, die MOT in Echtzeit auf der Kamera oder auch mit dem Auge zu beobachten, von Vorteil ist. Bei  $^{40}\text{K}$  ist die MOT, ohne Richtung Resonanz zu rampen, kaum sichtbar und lässt sich daher nur mühsam ohne Anreicherung optimieren.

#### 3.5.4 Einfluss der Laserleistungen

Bei der Teilchenzahlkalibrierung (vgl. Abbildung 3.11) war bereits zu sehen, dass die Leistung beinahe sättigt und eine noch höhere Intensität keinen großen Effekt mehr hätte. In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass die Atomzahl mit mehr Leistung in der 2D-MOT weiter steigen würde. Zur übersichtlicheren Schreibweise wird hier die relative Leistung des Kühllasers  $p_K = P_K/P_{K,\max}$  und entsprechend des Rückpumpasers  $p_R = P_R/P_{R,\max}$  definiert.

#### Verhältnis zwischen Kühler und Rückpumper

Ein bereits angemerkt, wesentlicher Unterschied zwischen  $^{39}\text{K}$  und  $^{40}\text{K}$  betrifft die Aufspaltung der Hyperfeinstruktur der beiden Isotope. Die Aufspaltung von  $^{40}\text{K}$  ist bedeutend stärker ausgeprägt, die von  $^{39}\text{K}$  hingegen ist mit  $3,5\Gamma$  so schwach, dass der Kühler mit der gewähl-



**Abbildung 3.15:** Das Leistungsverhältnis zwischen Kühler und Rückpumper wird bei konstanter totaler Laserleistung geändert. Dabei ist die Leistung des Rückpumpers  $1 - p_K$ . Bei  $^{39}\text{K}$  ist ein Verhältnis von  $p_R/p_K \approx 1/1$  optimal, bei  $^{40}\text{K}$  liegt das Maximum bei  $p_R/p_K \approx 1/4$ . Geringe Abweichungen haben bei beiden Isotopen keinen großen Einfluss auf die Teilchenzahl.

ten Verstimmung fast resonant zu dem angeregten Niveau des Rückpumpers ist (vergleiche Abbildung 2.1), was zu häufigen Zerfällen in den  $F = 1$  Zustand führt. Bei  $^{40}\text{K}$  liegen die angeregten Niveaus von Kühler und Rückpumper  $7,4\Gamma$  auseinander, durch die invertierte Levelstruktur beträgt die Verstimmung des Kühlers zum angeregten Niveau des Rückpumpers über  $10\Gamma$ . Das führt zu einer geringen Anregungswahrscheinlichkeit des  $F' = 9/2$ -Niveaus<sup>18</sup>.

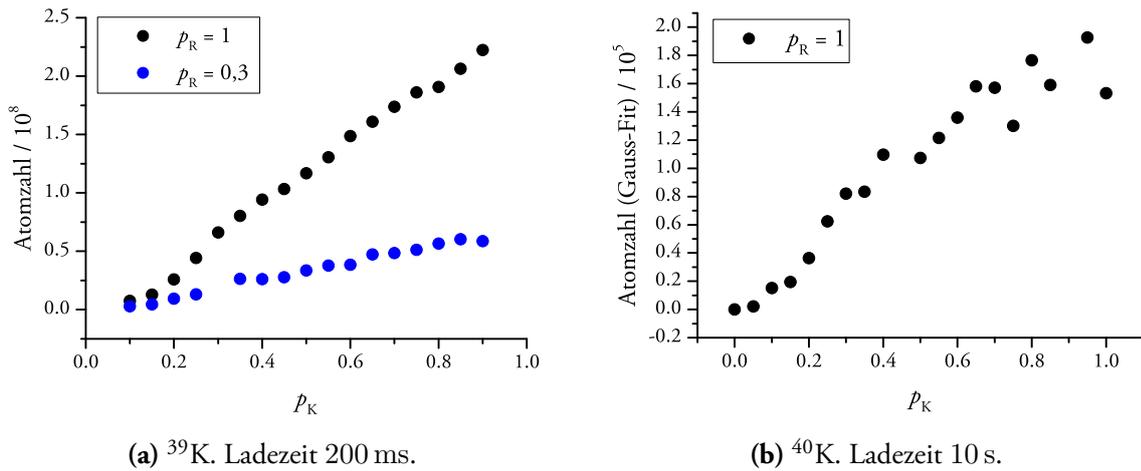
Diese Betrachtung wird durch die Messungen (Abbildung 3.15) bestätigt. Bei diesen wurde die Gesamtleistung konstant gehalten und das Verhältnis der beiden Laser zueinander durchgestimmt. Dabei ist die Leistung des Rückpumpers  $p_R = 1 - p_K$ . Für  $^{39}\text{K}$  ist ein Verhältnis von  $1/1$  am besten, wobei das Maximum der Kurve relativ breit ist. Bei  $^{40}\text{K}$  ist wesentlich weniger Rückpumper nötig und bei konstanter Leistung beträgt das optimale Verhältnis  $P_R/P_K \approx 1/4$ . Zu beachten ist bei diesen Kurven, dass die Leistungen der Laser für 2D- und 3D-MOT gemeinsam verändert werden und auch der Push-Strahl die Atomzahl beeinflusst, da der Rückpumper nur einen AOM zur Änderung der Leistung hat.

Da sich durch Einsparen von Rückpumpeleistung das Kühllicht nicht erhöht, betrachten wir die Laser im nächsten Abschnitt noch einmal einzeln mit Fokus auf Sättigungseffekte.

### Leistung des Kühllasers

Der Kühler treibt in der Theorie den Hauptübergang, was zumindest bei  $^{40}\text{K}$  auch in der Realität der Fall ist. Er kann bei uns dadurch, dass zwei unabhängige AOMS für die beiden

<sup>18</sup> Ohne Beachtung von Magnetfeld und Polarisation ist für den Kühllaser die Anregungswahrscheinlichkeit des Kühlübergangs etwa sechsmal höher als die des Rückpumpübergangs.



**Abbildung 3.16:** Abhängigkeit der Laderate von der Leistung des Kühlers in der 2D-MOT. Die Laderate steigt linear mit der Strahlintensität an, auch mit reduzierter Rückpumperleistung zeigt die Kurve kein anderes Verhalten.

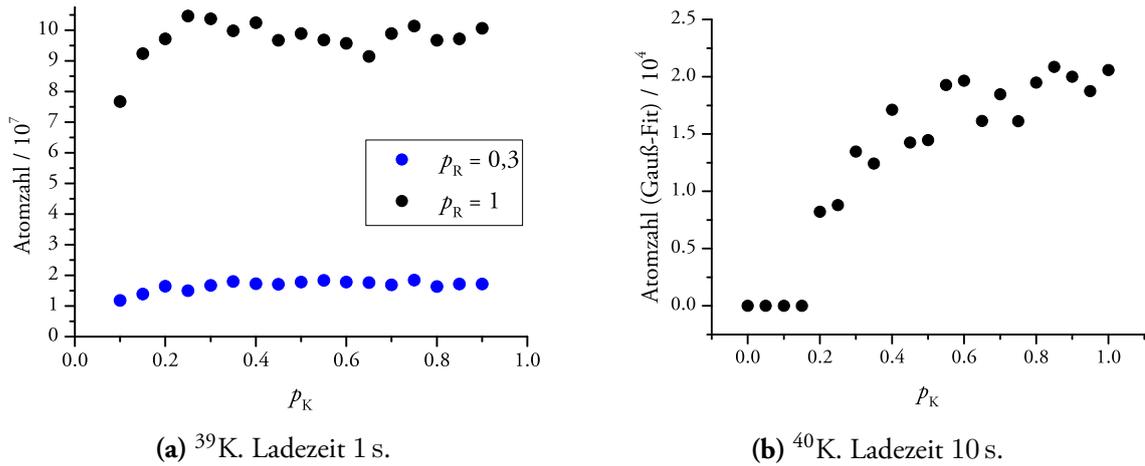
MOTs benutzt werden, einzeln in der Intensität variiert werden.

Die Leistungskurve des Kühlers in der 2D-MOT ist in Abbildung 3.16 zu sehen. Für beide Kaliumisotope steigt die Laderate linear mit der Kühlerleistung an. Die Messungen wurden bei  $^{39}\text{K}$  nach 200 ms (10 s bei  $^{40}\text{K}$ ) Ladezeit gemacht und zeigen daher direkt die Laderate der 2D-MOT. Auch die zusätzliche Kurve mit  $1/3$  der Rückpumperleistung zeigt keine Sättigungseffekte. Mit einer größeren Laserleistung besteht also noch deutliches Potenzial, die Laderate weiter zu verbessern.

Etwas anders verhält es sich dagegen mit der Leistung des Kühlers in der MOT. Die Leistungskurven in der MOT wurden alle ohne Push-Strahl aufgenommen, da dieser hinter demselben AOM abgezweigt wird und sich daher auch der Teilchenfluss der 2D-MOT ändern würde. Aus diesem Grund sind die Teilchenzahlen recht niedrig und die Ergebnisse schwanken verhältnismäßig stark. Die Leistung des Kühlers sättigt bereits bei 30 % (etwa 50 % bei  $^{40}\text{K}$ ) der maximalen Leistung. Das zeigt, dass das Kühllicht in der MOT ausreicht und die Teilchenzahl an dieser Stelle nicht durch die Leistung begrenzt sind. Bei einem höheren Teilchenfluss ist kein wesentlich größerer Bedarf an Intensität zu erwarten. Die Intensität beeinflusst hauptsächlich die maximale Geschwindigkeit, mit der die Atome noch gefangen werden.

#### Leistung des Rückpumpasers

Durch den doppelt genutzten AOM im Pfad des Rückpumpers sind die Leistungen der 2D-, 3D-MOT und Push-Strahlen gekoppelt und können nicht unabhängig verändert werden. Daher wird hier nur die Leistung für beide MOTs gemeinsam geändert, um den Einfluss des Push-Strahls auszuschließen, wurde dieser deaktiviert. Bei  $^{39}\text{K}$  deckt sich die Beobachtung aus Abbildung 3.18a mit der Annahme, dass viel Rückpumplicht benötigt wird. Es ist keine

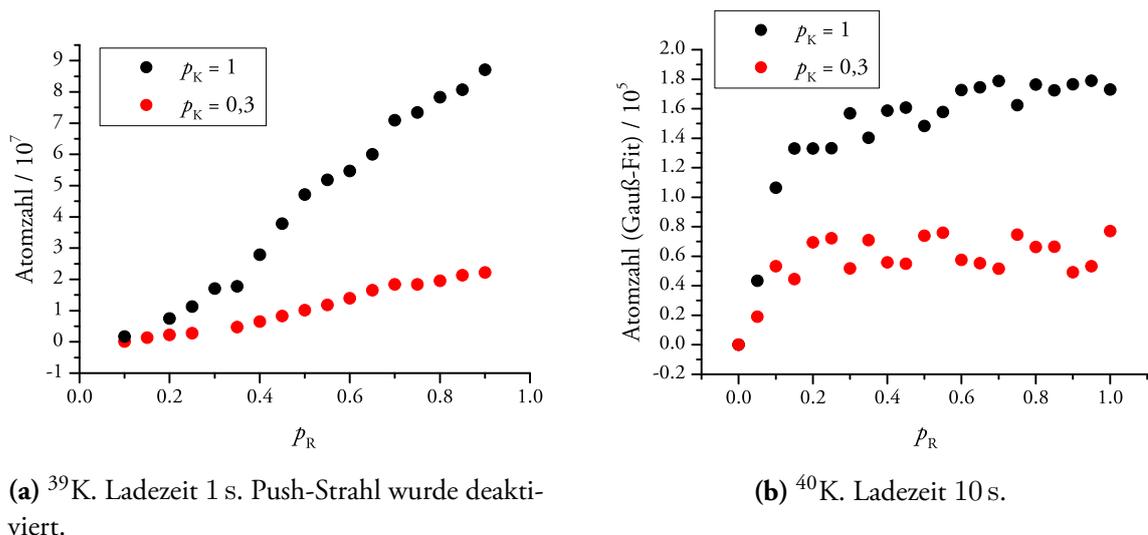


**Abbildung 3.17:** Teilchenzahl als Funktion der Leistung des Kühlers in der 3D-MOT ohne Push-Strahl. Die Kurve sättigt schon bei relativ geringer Laserleistung, bei  $^{39}\text{K}$  noch etwas früher als bei  $^{40}\text{K}$ . Die Größe der Teilchenzahl der MOT schwankt deutlich stärker als mit Push-Strahl.

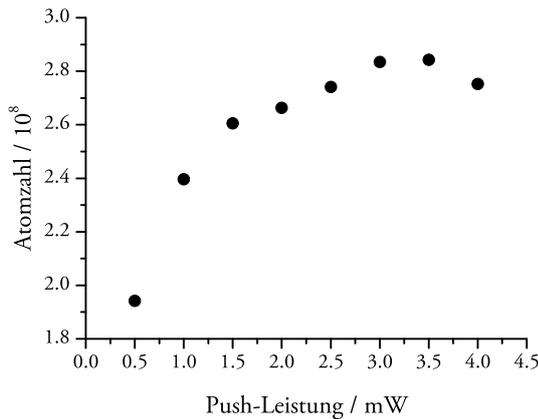
Sättigung zu beobachten, obwohl die Leistung des Rückpumpers bei  $p_R = 0,3$  deutlich größer ist als die des Kühlers.  $^{40}\text{K}$  benötigt wesentlich weniger Leistung des Rückpumpers und sättigt bereits bei etwa  $p_R = 0,2$  (Abbildung 3.18b).

### Push-Strahl

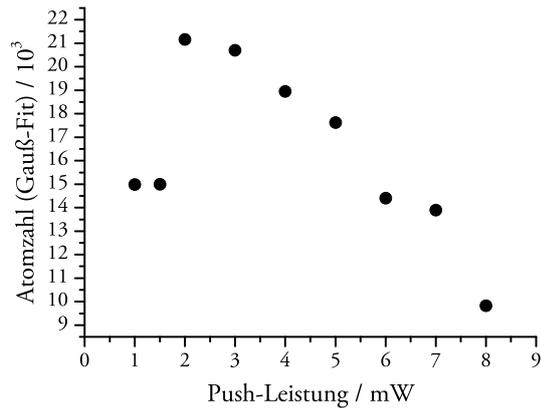
Der Push-Strahl hat einen wesentlichen Einfluss, um einen stabilen und schwankungsarmen Atomstrahl zu erzeugen. Wie in den letzten Messungen gesehen, ist die Laderate ohne diesen Strahl deutlich geringer und die Fluktuation der Teilchenzahl bedeutend höher. Bei Catani



**Abbildung 3.18:** Teilchenzahl in Abhängigkeit der Leistung des Rückpumpers in 2D- und 3D-MOT. Bei  $^{39}\text{K}$  steigt die Teilchenzahl mit der Leistung des Rückpumpers linear an. Dagegen wird die maximale Teilchenzahl bei  $^{40}\text{K}$  schon mit etwa 20 % der möglichen Leistung des Rückpumpers erreicht.



(a)  $^{39}\text{K}$ . Ladezeit 200 ms. Das Maximum ist bei etwa 3,5 mW zu erkennen. Die Kurve fällt bei stärkerer Leistung nur schwach ab.



(b)  $^{40}\text{K}$ . Ladezeit 1 s. Das Maximum liegt bei etwa 2 mW, die Leistung fällt aber bei stärkerem Aufdrehen deutlich stärker ab als bei  $^{39}\text{K}$ .

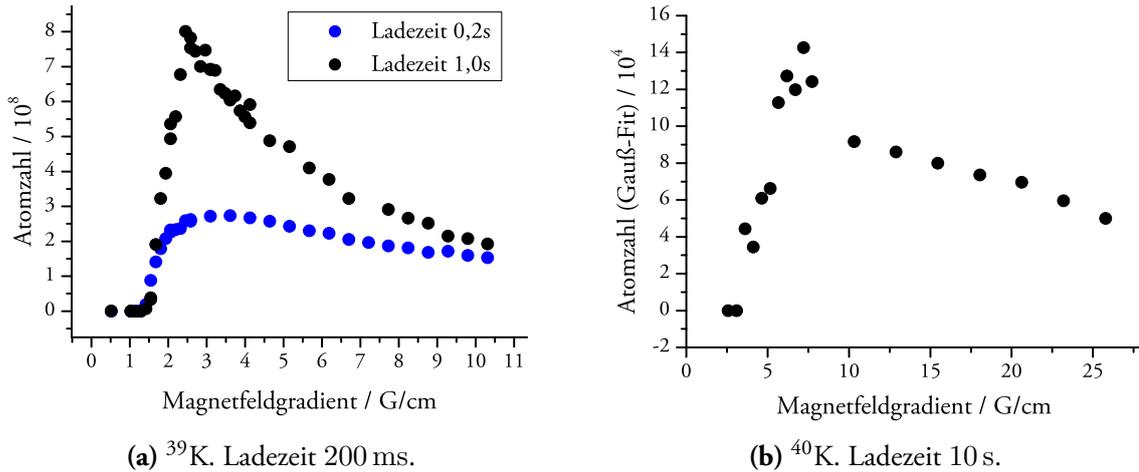
**Abbildung 3.19:** Abhängigkeit der Laderate von der Leistung des Push-Strahls. Die Leistung wurde von Hand, durch Drehen an einem  $\lambda/2$ -Plättchen eingestellt, daher ist die Genauigkeit begrenzt.

et al. [26] wird berichtet, dass der Push-Strahl sogar so wichtig war, dass ohne ihn gar kein Atomstrahl zu beobachten war. Das können wir nicht bestätigen, bei uns ist die Atomwolke sogar mit der Kamera sichtbar, wenn ausschließlich in einer einzigen Achse der 2D-MOT Licht eingestrahlt wird. Die Laderate ist dann sehr gering, aber messbar.

Die häufig vorgeschlagene  $2\text{D}^+$ -MOT wurde ebenfalls ausprobiert, da der Atomfluss zumindest bei Rubidium höher sein soll [30]. Genauso wie bei Catani et al. [26] konnte allerdings keine Verbesserung festgestellt werden. Die Konfiguration hat unerwünschte Komplexität geschaffen, ohne sichtbaren positiven Effekt; deshalb wurde letztendlich darauf verzichtet. Durch die Kopplung der Push- und Bremsstrahlen konnten wir nicht ausprobieren, ob eine andere Verstimmung notwendig ist, damit sich der Teilchenfluss erhöht.

Die Messungen zur Leistung des Push-Strahls sind in Abbildung 3.19 zu sehen, die Ladezeiten betragen 0,2 s mit  $^{39}\text{K}$  und 1 s mit  $^{40}\text{K}$ . Dabei fällt auf, dass das Optimum für  $^{39}\text{K}$  bei 3,5 mW liegt und die Laderate bei weiter steigender Leistung nur schwach abfällt.  $^{40}\text{K}$  benötigt eine etwas geringere Leistung im Push-Strahl von 2 – 3 mW und die Laderate wird wesentlich schlechter, wenn die Leistung deutlich darüber liegt.

In 2D-MOT-Konfiguration hat die Verstimmung einen wesentlichen Einfluss auf die Laderate und die Maxima liegen bei Resonanz zu den Kühler- und Rückpumper-Übergängen [23]. Wenn künftig noch eine größere Laderate notwendig ist, sollte sie noch einmal mit resonantem Push-Strahl gemessen werden. Dazu kann über einen AOM resonantes Licht aus dem Lasersystem genutzt werden.



**Abbildung 3.20:** Einfluss des Magnetfeldgradienten auf die MOT. Die MOT benötigt einen minimalen Magnetfeldgradienten. Wird er zu groß, nehmen die Teilchenverluste durch eine erhöhte Kompression stark zu und begrenzen die Atomzahl. Das ist besonders an der großen MOT mit einer Sekunde Ladezeit zu sehen.

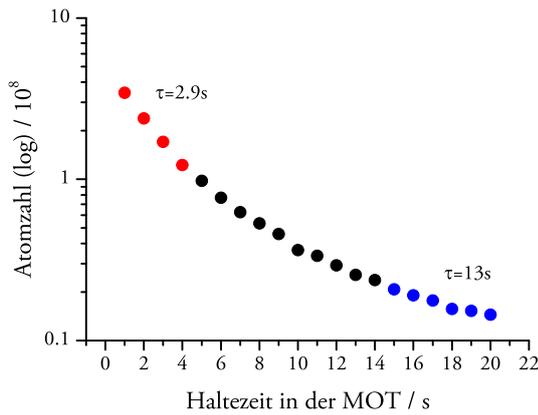
### 3.5.5 Magnetfeldgradient in der MOT

Das Magnetfeld verschiebt die atomaren Niveaus und sorgt bei richtiger Polarisation dafür, dass die Atome, die vom Zentrum der MOT entfernt sind, durch einen resonanten Laserstrahl wieder Richtung Mitte gedrückt werden. Daher hat die Stärke des Feldes einen direkten Einfluss auf Größe und Dichte der MOT. Die Atomzahl in Abhängigkeit der Stärke des Magnetfeldgradienten ist in Abbildung 3.20 zu sehen. Für  $^{39}\text{K}$  sind es zwei Kurven, mit unterschiedlichen Ladezeiten. Bei kurzer Ladezeit (0,2 s) liegt das Optimum bei 3 G/cm und bei größeren Feldern nimmt die Atomzahl langsam ab. Bei einer längeren Ladezeit (2 s) und damit einer deutlich größeren MOT liegt das Maximum an der gleichen Stelle, bei weiter steigendem Magnetfeldgradienten nimmt die Teilchenzahl allerdings rapide ab und erreicht schließlich fast den Wert der kleineren MOT. Das lässt sich durch die stark erhöhte Dichte erklären, die zu vielen Stößen führt und damit für eine hohe Verlustrate sorgt. Um eine möglichst große Atomzahl zu bekommen, müssen also durch eine geringe Kompression häufige Stöße vermieden werden. Die Vermutung ist naheliegend, dass eine andere Verstimmung auch zu einer größeren Teilchenzahl führen kann. Allerdings hat eine Stichprobe – eine weitere Magnetfeldkurve mit anderer Verstimmung – keine nennenswerten Unterschiede gezeigt.

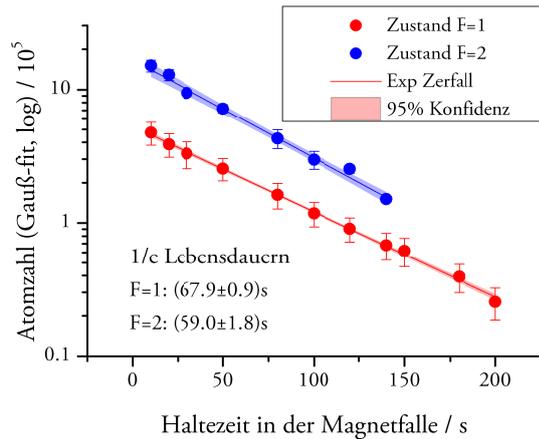
Der optimale Magnetfeldgradient liegt für  $^{40}\text{K}$  etwas höher (5 – 8 G/cm) und fällt anschließend eher schwach ab, was auf die geringe Dichte zurückzuführen ist.

### 3.5.6 Lebensdauermessungen

Für das Experiment ist wichtig, dass die Teilchenverluste im Zyklus nicht zu groß sind. Besonders wenn viele einzelne Atome in die optischen Pinzetten geladen wurden, lässt sich die



(a) Lebensdauer der  $^{39}\text{K}$ -MOT. Ladezeit 3 s.



(b) Lebensdauerermessung in der Magnetfalle. Ladezeit 20 ms. Messung mit etwa 400 Zyklen mit  $F = 1$ .

**Abbildung 3.21:** Lebensdauerermessungen mit  $^{39}\text{K}$ . In der MOT treten durch die große Teilchenzahl viele Verluste durch Stöße auf. Bei geringer werdender Atomzahl nimmt die Lebensdauer deutlich zu. Die Messung in der Magnetfalle wurde mit relativ wenigen Atomen durchgeführt, um Stoßprozesse zu vermeiden. Die Vakuumlebensdauer ist die Lebensdauer des  $F = 1$  Zustands.

Messung bei dem Verlust von einem Atom nicht mehr nutzen. Daher wird im Folgenden die Lebensdauer in der MOT und in einer Magnetfalle gemessen. Letztere ist durch Stöße mit dem Hintergrundgas begrenzt.

#### Lebensdauer in der MOT

Wie in der letzten Messung mit der Variation des Magnetfeldes zu sehen war, spielt die Dichte einer Falle eine große Rolle für die Verluste. In einer großen MOT sind Dreikörperstöße mit anderen Atomen sehr wahrscheinlich und führen zu einer kurzen Lebensdauer. Die Lebensdauerermessung ist in Abbildung 3.21a zu sehen. Die Atomzahl ist logarithmisch eingezeichnet, die resultierende Kurve ist jedoch keine Gerade. Am Anfang der Kurve verringert sich die Teilchenzahl deutlich schneller als am Ende. Das zeigt, dass am Anfang, mit  $2 \cdot 10^8$  Atomen, die hohe Dichte noch einen großen Einfluss hat und zu Verlusten führt. Die  $1/e$ -Lebensdauer der ersten vier Punkte liegt nur bei  $\tau = 2,9\text{ s}$ . Im Bereich von  $15 - 20\text{ s}$  beträgt sie schon  $\tau = 13\text{ s}$ . Die Lebensdauer ist neben der Dichte auch von der Laserleistung und der Verstimmung abhängig. Eine genauere Untersuchung ist nicht notwendig, da die Lebensdauer ausreicht und aus der MOT nach kurzer Zeit in die Magnetfalle umgeladen werden soll.

#### Vakuumlebensdauer in der Magnetfalle

Abbildung 3.21b zeigt eine Lebensdauerermessung in der Magnetfalle. Für die Messung wurden die Atome aus der MOT in die Magnetfalle geladen. Dazu wurden gleichzeitig mehrere

Parameter geändert: bei beiden Lasern wird die Verstimmung auf  $-1\Gamma$  verringert und die Leistung auf 10 % reduziert. Parallel dazu wird das Magnetfeld auf 26 G/cm stark erhöht, was 50 A in den Spulen entspricht. In den letzten Millisekunden, bevor das Licht schließlich ausgeschaltet wird, lässt sich der Zustand wählen, in den die Atome gepumpt werden. Für die ausführliche Messung wurden die Atome durch vorzeitiges Ausschalten des Rückpumpers in den Zustand  $F = 1$  gepumpt. Außerdem wurde die Teilchenzahl durch eine sehr kurze Ladezeit von 20 ms klein gehalten, um die Verluste durch Stöße zu vermeiden.

Die Teilchenzahl verringert sich, wie durch die logarithmische Skala leicht zu sehen, sehr genau exponentiell. Als Vakuumlebensdauer bekommen wir einen guten Wert von  $(67,9 \pm 0,9)$  s. Für den Zustand  $F = 2$  ist die Lebensdauer in der Magnetfalle mit  $(59 \pm 1,8)$  s etwas kürzer.

## 3.6 Vergleich mit Literaturwerten

In den letzten Jahren wurden schon andere magneto-optische Fallen für Kalium realisiert, die durch eine 2D-MOT geladen werden. Eine Auswahl, die das Design unseres Experiments beeinflusst hat, soll hier kurz vorgestellt und verglichen werden. Die jeweils erreichten Laderaten und benutzten Parameter sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

### Catani et al. [26]

Catani et al. (2006) haben erstmals eine 2D-MOT für  $^{39}\text{K}$  und  $^{41}\text{K}$  genau dokumentiert. Sie haben ebenfalls die  $2D^+$ -Konfiguration getestet und konnten damit ebenfalls keine Verbesserung sehen. Der wesentliche Unterschied liegt in der Detektion der Atome und in der Verwendung eines Dispensers. Im Gegensatz zu uns nutzen sie keine 3D-MOT, sondern messen direkt die Fluoreszenz des Atomstrahls. Auf diese Weise bekommen sie sehr große Werte für den atomaren Fluss, diese sind nicht mehr direkt mit unseren Einfangraten vergleichbar. Außerdem wird an der 2D-Kammer weiterhin mit einer Ionenpumpe gepumpt. Wir pumpen derzeit nur an der Hauptkammer, um die Kaliumverluste gering zu halten.

### Uehlinger [23]

Die Diplomarbeit von Thomas Uehlinger (2008), entstanden an der ETH in Zürich, beinhaltet Ergebnisse einer 2D- und einer 3D-MOT für  $^{39}\text{K}$ . Der Aufbau ist unserem am ähnlichsten und auch die Messergebnisse sind gut mit unseren vergleichbar. Da in dieser Arbeit die 2D-MOT im Fokus steht, wurden hier noch umfangreichere Anpassungsmöglichkeiten implementiert als bei uns. So wurde für den Push-Strahl ein eigener Laser genutzt, der frei verstimmt werden kann und damit die entkoppelte Untersuchung dessen Einflusses erlaubt. Bei diesem Aufbau ist nur an der Hauptkammer eine Ionenpumpe vorhanden. Die Messung

der Teilchenzahl erfolgt wie bei uns durch eine Fluoreszenz-Messung der 3D-MOT.

#### **Ridinger et al. [31]**

Ridinger et al. (2011) nutzen eine Kombination aus 2D- und 3D-MOT mit auf 4 % angereichertem  $^{40}\text{K}$ . Sie nutzen ausschließlich die  $2\text{D}^+$ -Konfiguration und machen keine Aussage darüber, ob das die 2D-MOT verbessert. Zur Charakterisierung des Aufbaus dient ebenfalls eine 3D-MOT, daher ist die Messgröße auch die Laderate. Bei diesem Experiment bleibt eine Ionenpumpe an der 2D-Kammer in Betrieb und reduziert das Hintergrundgas, allerdings auch das teure  $^{40}\text{K}$ . Die maximale Atomzahl wird durch Absorptionsabbildung ermittelt. Dabei wird aus einer Kurve mit einigen Verstimmungen auf das resonante Ergebnis durch einen Lorentz-Fit extrapoliert, da die MOT optisch dicht ist.

#### **Gegenüberstellung und Diskussion**

Bis auf Catani et al. nutzen alle eine Kaliumampulle als Atomquelle und der Druck liegt bei allen Experimenten im Bereich von  $10^{-7}$  mbar. Die 2D-MOT von Uehlinger wird aber trotz geringerer Laderate die meiste Zeit bei  $4 \cdot 10^{-8}$  mbar betrieben. Die Zahlen sind nur begrenzt miteinander vergleichbar, geben aber doch einen groben Anhaltspunkt. Für die Leistungen sind die verschiedenen Angaben nicht einheitlich genug, um sie quantitativ miteinander vergleichen zu können. Bei unserem Aufbau ist die Leistung gemeint, die hinter den Fasern direkt vor den MOTs zur Verfügung steht. Dabei treten noch geringe Verluste durch die Optik der Strahlformung auf und über die retroreflektierten Strahlen wird ein Großteil des Lichts doppelt genutzt. Die genauen Werte der optimalen Verstimmung sind für jede MOT leicht unterschiedlich und hängen von dem konkreten Aufbau ab.

Die insgesamt größte Laderate hat Uehlinger gemessen, mit  $6,5 \cdot 10^9$  Atome/s bei  $^{39}\text{K}$ . Dabei ist die Verstimmung des Kühllasers in der 2D-MOT ( $-2,6\Gamma$ ) deutlich geringer als in der 3D-MOT ( $-4,4\Gamma$ ). Bei Ridinger ist die Laderate mit  $1,5 \cdot 10^9$  Atome/s für eine  $^{40}\text{K}$ -MOT mit 4% Anreicherung ziemlich hoch. Sie liegt eher in der Größenordnung einer MOT mit  $^{39}\text{K}$ . Möglicherweise ist bei  $^{40}\text{K}$  die dort verwendete  $2\text{D}^+$ -Konfiguration von Vorteil, ansonsten ist aus den Parametern aber nicht ersichtlich, warum die Laderate so hoch ist.

In unserem Aufbau wurden zwischenzeitlich auch Laderaten von  $\geq 10^9$  Atome/s beobachtet, allerdings existiert dazu keine gute Messreihe. Nachdem die MOT-Strahlen zur Optimierung exakter positioniert wurden, sind Teilchenzahl sowie Laderate leicht gefallen. Die optimierten Parameter aller MOTs unterscheiden sich teilweise deutlich, was besonders bei den Verstimmungen und Magnetfeldgradienten auffällt. Dabei sind einerseits Eigenheiten der Experimente ausschlaggebend, andererseits sind viele der Parameter miteinander gekoppelt. Das macht die Optimierung langwierig und kann leicht dazu führen, dass die für den Aufbau maximal mögliche Laderate nicht erreicht wird. Insgesamt sind die Ergebnisse der Teilchen-

zahlen und Laderaten in einem ähnlichen Bereich, aber es wird aus den Daten nicht eindeutig klar, welche Parameter für die bestehenden Unterschiede ausschlaggebend sind.

|                                  | Catani              | Uehlinger                | Ridinger                                     | in dieser Arbeit<br>verwendete Werte |                     |
|----------------------------------|---------------------|--------------------------|--|--------------------------------------|---------------------|
| <b>2D-MOT</b>                    |                     |                          |  |                                      |                     |
| Kaliumisotop                     | $^{39}\text{K}$     | $^{39}\text{K}$          | $^{40}\text{K}$                              | $^{39}\text{K}$                      | $^{40}\text{K}$     |
| Atomquelle                       | Dispenser           |                          | Ampulle                                      |                                      |                     |
| (bester) Druck (mbar)            | $2,1 \cdot 10^{-7}$ | $\geq 1,5 \cdot 10^{-7}$ | $2,3 \cdot 10^{-7}$                          | $2,3 \cdot 10^{-7}$                  |                     |
| Leistung (mW)                    | 4(80 + 50)          | 175 (total)              | 450 (Faser)                                  | 1000 (Auskoppler)                    |                     |
| Push Leistung                    | 6 mW                | 0,75 mW                  | $\frac{I_{\text{push}}}{I_{\text{ret}}} = 6$ | 3 mW                                 | 2,5 mW              |
| $\delta_{\text{K}}$ ( $\Gamma$ ) | -5,8                | -2,6                     | -3,5   | -3                                   | -2,5                |
| $\delta_{\text{R}}$ ( $\Gamma$ ) | -3,9                | -1,5                     | -2,5   | -1,5                                 | +0,5                |
| Laderate (Atome/s)               | -                   | $6,5 \cdot 10^9$         | $1,4 \cdot 10^9$                             | $7,5 \cdot 10^8$                     | $10^4$              |
| max. Teilchenfluss               | $6,2 \cdot 10^{10}$ |                          | -  |                                      |                     |
| $\partial B$ (G/cm)              | 17                  | 8,7                      | 11   | 12                                   |                     |
| Anreicherung $^{40}\text{K}$     |                     | -                        | $4 \cdot 10^{-2}$                            | -                                    | $1,2 \cdot 10^{-4}$ |
| <b>3D-MOT</b>                    |                     |                          |  |                                      |                     |
| max. Teilchenzahl                |                     | $1 \cdot 10^9$           | $8 \cdot 10^9$                               | $8 \cdot 10^8$                       | $3 \cdot 10^5$      |
| Leistung (mW)                    |                     | 80                       | 220 (Faser)                                  | 200 (Auskoppler)                     |                     |
| $\partial B$ (G/cm)              | -                   | 4,2                      | 8  | 3                                    |                     |
| $\delta_{\text{K}}$ ( $\Gamma$ ) |                     | -4,4                     | -3   | -3                                   | -2,5                |
| $\delta_{\text{R}}$ ( $\Gamma$ ) |                     | -1                       | -5   | -1,5                                 | +0,5                |

**Tabelle 3.1:** Vergleich der verwendeten Parameter und erreichten Teilchenzahlen mit den MOTs von anderen Gruppen.



## 4 Planung des D1 Lasersystems

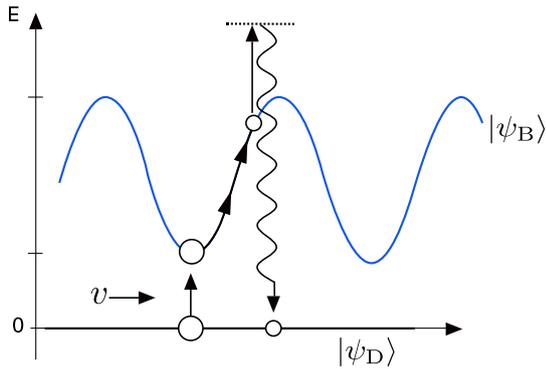
In einer magneto-optischen Falle werden mit Kalium Temperaturen in der Größenordnung von 0,2 mK erreicht. Um die Atome einzeln in optische Pinzetten zu laden und dort in den Grundzustand zu bringen, werden aber noch deutlich geringere Temperaturen benötigt. Dazu sollen die Atome in einem nächsten Kühlschritt mit Hilfe einer sogenannten grauen Melasse auf Temperaturen unter dem Dopplerlimit gekühlt werden. Hierfür müssen Laserstrahlen, die blauverstimmt zu der D1-Linie von Kalium bei 770,1 nm sind, mit den MOT-Strahlen überlagert und auf die Atome gestrahlt werden, womit eine Temperatur von etwa 20  $\mu$ K erreicht wird. Anschließend sollen die Atome, wenn sie durch magnetischen Transport unter das Mikroskop gebracht wurden, in die optischen Pinzetten geladen und mit Raman-Seitenband-Kühlen in den Grundzustand gebracht werden.

In diesem Kapitel das einer grauen Melasse zugrunde liegende Kühlt-schema eingeführt (Abschnitt 4.1) und das dazugehörige Lasersystem vorgestellt (Abschnitt 4.2). Durch dieses System werden auch schon wesentliche funktionale Komponenten für das Raman-Seitenband-Kühlen bereitgestellt: dort werden zwei Pumplaser benötigt, die ebenfalls die D1-Linie nutzen.

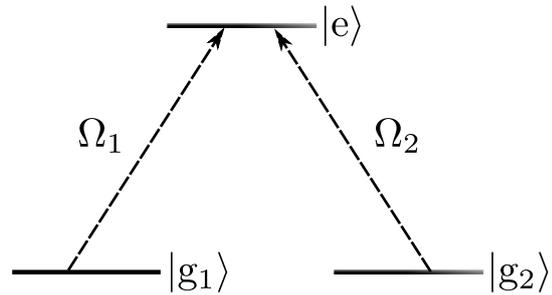
### 4.1 Grundlagen der grauen Melasse

Die graue Melasse wurde von Grynberg und Courtois vorgeschlagen [32] und zum Subdopplerkühlen an verschiedenen Alkalimetallen erfolgreich eingesetzt [33, 34, 35]. Das Kühlt-schema kombiniert zwei effektive Ansätze: Die Atome werden durch Sisyphuskühlen gebremst, indem sie immer wieder Potenzialberge hinauflaufen müssen. Wenn sie keine ausreichende kinetische Energie mehr haben, um den Berg zu erklimmen, wird der Mechanismus ineffizient. Hier sorgt dann das Umpumpen in den Dunkelzustand dafür, dass langsame Atome nicht mehr angeregt werden. Wie diese Mechanismen funktionieren, wird in den nächsten Abschnitten beschrieben. Dabei geht es um ein prinzipielles Verständnis, genauere Details sind beispielsweise in der Arbeit von Fernandes et al. [36] zu finden.

Bei schwereren Alkalimetallen kann Sisyphuskühlen auf der D2-Linie durchgeführt werden. Dies ist bei Kalium nicht möglich, da die angeregten Zustände zu dicht beieinander liegen. Aus diesem Grund werden die angeregten Zustände  $P_{1/2}$  der D1-Linie mit  $\lambda = 770,108$  nm verwendet. Die Laser werden aus den drei Raumrichtungen über die MOT-Auskoppler eingestrahlt und sind blauverstimmt sowie  $\sigma^+$  bzw.  $\sigma^-$ -polarisiert. Durch die



**Abbildung 4.1:** Kühlschema der grauen Melasse. Ein Atom kann bei Bewegung aus dem Dunkelzustand  $|\Psi_D\rangle$  in den hellen Zustand  $|\Psi_B\rangle$  angeregt werden. In diesem verliert es Energie durch Hinaufsteigen des Potenzialbergs. Abbildung aus [36] übernommen.



**Abbildung 4.2:** Kopplungsschema der beiden entarteten Grundzustände. Abbildung aus [36] übernommen.

Interferenz der Strahlen entsteht eine räumliche Intensitätsmodulation, die für die Atome als Potenzialberg wirkt.

### 4.1.1 Sisyphuskühlen

Der aktive Kühlvorgang kommt bei diesem Kühlschema durch das sogenannte Sisyphuskühlen zustande (Abbildung 4.1). Um den Mechanismus zu verstehen, betrachten wir ihn in einer Dimension. Es gibt einen Dunkelzustand  $|\Psi_D\rangle$  und einen hellen Zustand  $|\Psi_B\rangle$ , der an dieser Stelle relevant ist und aufgrund der Blauverstimmung der Laser energetisch höher als der Dunkelzustand ist. Die Energie des hellen Zustands  $|\Psi_B\rangle$  ist abhängig von der lokalen Intensität der Laserstrahlen. Je größer die Geschwindigkeit eines Atoms im Dunkelzustand ist, umso größer ist die Wahrscheinlichkeit, in den hellen Zustand angeregt zu werden. In diesem läuft es einen lokalen Potenzialberg herauf und gibt dabei kinetische Energie ab. Durch die lokal höhere Intensität ist die Wahrscheinlichkeit oben auf dem Potenzial am größten, über einen elektronisch angeregten Zustand in den Dunkelzustand umgepumpt zu werden. Von dort kann es je nach Geschwindigkeit wieder in den hellen Zustand angeregt werden, einen Potenzialberg erklimmen und wieder in den Dunkelzustand zurückgepumpt werden. Nach vielen Zyklen wird es sehr langsam sein und im Dunkelzustand verbleiben.

### 4.1.2 Dunkelzustand

Der Dunkelzustand lässt sich mithilfe des  $\Lambda$ -Systems verstehen, welches aus zwei entarteten Grundzuständen  $|g_1\rangle$  und  $|g_2\rangle$  und einem angeregten Zustand  $|e\rangle$  besteht (Abbildung 4.2). Die semi-klassische Kopplung der Grundzustände wird mit dem Wechselwirkungsoperator  $\hat{V} = \hbar\Omega_1/2|e\rangle\langle g_1| + \hbar\Omega_2/2|e\rangle\langle g_2| + \text{h.c.}$  beschrieben. Die gekoppelten Grundzustände

können in der neuen Basis

$$\begin{aligned} |\Psi_D\rangle &= \frac{1}{\Omega} (\Omega_2|g_1\rangle - \Omega_1|g_2\rangle) \\ |\Psi_B\rangle &= \frac{1}{\Omega} (\Omega_1|g_1\rangle + \Omega_2|g_2\rangle) \end{aligned} \quad (4.1)$$

mit  $\Omega = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}$  geschrieben werden. Dadurch ergeben sich die oben schon genutzten Zustände  $|\Psi_D\rangle$  und  $|\Psi_B\rangle$ . Der ungekoppelte Zustand  $|\Psi_D\rangle$  wird vom Licht nicht beeinflusst ( $\hat{V}|\Psi_D\rangle = 0$ ). Bei Betrachtung mit kinetischer Energie wird ein Atom aufgrund nichtadiabatischer Übergänge mit der Rate  $\gamma \propto v^2 k^2$  vom Dunkelzustand in den hellen Zustand angeregt, was zu einer Geschwindigkeitsselektion führt. Schnelle Atome werden im Zustand  $|\Psi_B\rangle$  durch den Sisyphusmechanismus gekühlt und sammeln sich mit geringer Geschwindigkeit im Dunkelzustand. Ergänzende Details sind in der Arbeit von Fernandes et al. [36] zu finden.

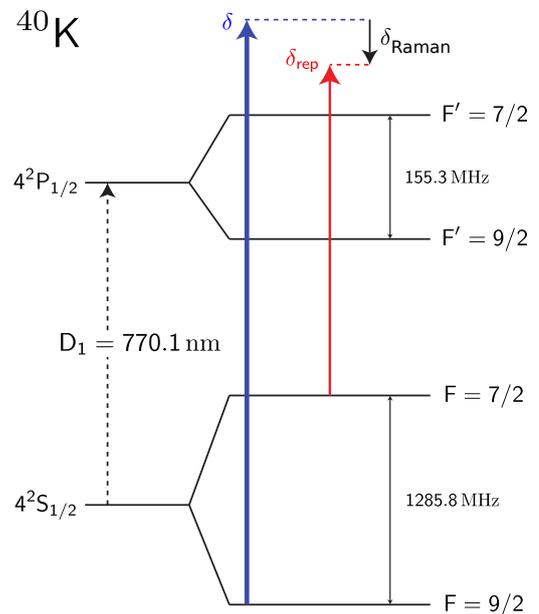
Auf echte Atome angewendet, entsprechen die entarteten Grundzustände den magnetischen  $m_F$ -Unterzuständen und es wird zusätzlich noch ein obligatorischer Rückpumper benötigt.

### 4.1.3 Kalium

Im Fall von Kalium – besonders bei  $^{40}\text{K}$  mit 36 relevanten Zeeman-Niveaus [36] – führt eine Vielzahl von magnetischen Unterzuständen zu einem deutlich komplexeren Bild. Die Details dazu sind ebenfalls bei Fernandes nachzulesen [36], hier geht es nur um die planungsrelevanten Bereiche des Lasersystems.

Bei  $^{40}\text{K}$  ist der Kühlübergang zu dem Übergang  $F = 9/2 \rightarrow F' = 7/2$  um eine Verstimmung  $\delta$  blauverstimmt (Abbildung 4.3). Aufgrund der möglichen spontanen Emission in den Zustand  $F = 7/2$  benötigen wir zusätzlich einen Rückpumper, der mit  $\delta_{\text{rep}}$  zu dem Übergang  $F = 7/2 \rightarrow F' = 7/2$  blauverstimmt ist. Die Differenz von Kühl- und Rückpumperverstimmung ist  $\delta_{\text{Raman}}$ .

In diesem Absatz folgen einige optimierte Parameter von Fernandes, um bei der Implementierung der Melasse mit guten Anfangswerten zu starten. Die Intensität der Strahlen liegt bei



**Abbildung 4.3:** Levelschema und benutzte Übergänge für die graue Melasse mit  $^{40}\text{K}$ . Übernommen von [36].

$I_{\text{Kühler}} = 14I_{\text{sat}}$  und  $I_{\text{Rückpumper}} = I_{\text{Kühler}}/8$ , wobei die Einfangeffizienz bei  $I \geq 11I_{\text{sat}}$  sättigt. Die Temperatur erreicht ihr Minimum nach etwa 6 ms, bei vernachlässigbarem Teilchenverlust und lässt sich durch eine anschließende 2 ms dauernde Intensitätsrampe auf eine niedrigere Kühlerleistung von  $I_{\text{Kühler}} = 1I_{\text{sat}}$  auf etwa 20  $\mu\text{K}$  verringern. Für beide Übergänge liegt die optimale Verstimmung bei  $\delta = 2,3\Gamma$ , wobei die Raman-Verstimmung von  $\delta_{\text{Raman}} \approx 0$  nur um wenige 10 kHz abweichen sollte.

Für  $^{39}\text{K}$  ist das verwendete Levelschema sehr ähnlich, nur sind die Zustände dichter und die genutzten Übergänge sind  $F = 1 \rightarrow F' = 2$  für den Kühler und  $F = 2 \rightarrow F' = 2$  für den Rückpumper (vergleiche Abbildung 2.1).

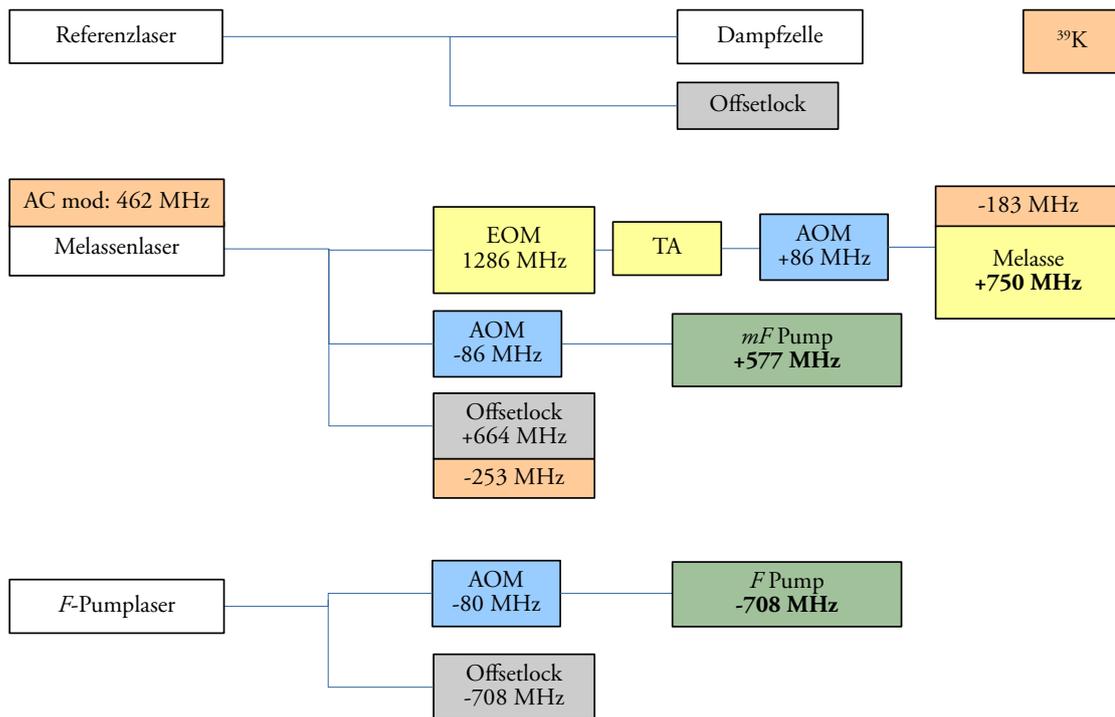
## 4.2 Planungsaspekte des Lasersystems

Aus dem letzten Abschnitt wird klar, dass für die graue Melasse ein Kühler mit  $\lambda = 770,1 \text{ nm}$  und ein leicht dazu verstimmter Rückpumper benötigt wird. Voraussichtlich wird die Melasse nur für das fermionische  $^{40}\text{K}$  verwendet, das Lasersystem wurde aber für beide Isotope geplant, da der Mehraufwand minimal ist. Teile des Lasersystems für das Raman-Seitenband-Kühlen wurden hier schon mit eingeplant, da sie ebenfalls die D1-Linie nutzen und zu diesem Zweck auch der Melassenlaser genutzt werden kann.

Für das Raman-Kühlen werden einerseits zwei Raman-Strahlen benötigt, die etwa um  $-40 \text{ GHz}$  zur D2-Linie rotverstimmt sind und kohärente Übergänge zwischen unterschiedlichen Vibrationsniveaus in verschiedenen  $m_F$  Zuständen treiben. Diese sind nicht Teil des hier beschriebenen Lasersystems. Darüber hinaus werden Pumpstrahlen benötigt, um die Atome aus den weiteren  $m_F$  Zuständen zurückzupumpen. Da dieses Kühlschema nicht mehr Teil dieser Arbeit ist, gehe ich auf das Prinzip nicht weiter ein und verweise für die Details auf Cheuk et al. [8] und Haller et al. [37], die das Schema erfolgreich mit  $^{40}\text{K}$  angewendet haben. Die beiden Pump-Strahlen können mit dem hier beschriebenen Lasersystem in enger Anlehnung an diese Arbeiten erzeugt werden.

### 4.2.1 Wahl der Laserfrequenzen

Das D1-System wurde mit drei Lasern geplant, um die Frequenzen bei der Optimierung des Systems möglichst flexibel einstellen zu können (Abbildung 4.4). Wir nutzen einen Referenzlaser, der mit einer Kaliumdampfzelle auf die D1-Linie stabilisiert wird und über zwei Offsetlocks beiden anderen Lasern als Referenz dient. Auf diese Weise sind wir, vor allem in der Optimierungsphase, nicht durch den schmalen Bereich verstimmbarer AOMs beschränkt und können die Verstimmung der Laser über einen sehr großen Bereich einstellen, ohne die Kopplung mit anderen Teilen des Systems beachten zu müssen.



**Abbildung 4.4:** Funktionale Elemente des D1 Lasersystems. Der Referenzlaser wird auf eine Dampfzelle stabilisiert, die beiden anderen Laser jeweils über einen Offsetlock relativ dazu. Die Strahlen der Melasse sollen bei  $^{40}\text{K} + 750 \text{ MHz}$  zu dem Spektroskopieübergang verstimmte sein, bei  $^{39}\text{K}$  lediglich  $-183 \text{ MHz}$ . Die Angaben zu den einzelnen Bauteilen geben deren Frequenz an, um die geplante Verstimmung zu erreichen. Über den Melassenlaser wird zusätzlich noch ein sogenannter  $m_F$ -Pumpstrahl bereitgestellt, der für das Raman-Seitenband-Kühlen benötigt wird. Für letzteres Kühlschema ist auch der  $F$ -Pumplaser, der einen Strahl erzeugt, der  $-708 \text{ MHz}$  zum Spektroskopieübergang verstimmte ist.

### Stabilisierung des Referenzlasers

Für die Spektroskopie ist wie beim D2-System (vergleiche Abschnitt 2.3.1) eine Modulations-Transfer-Spektroskopie geplant, die in Abbildung 4.5 zu sehen ist. Dieser Teil des Systems wurde so geplant und aufgebaut, dass ausreichend Platz für den EOM vorhanden ist, der für die MT-Spektroskopie benötigt wird. Am Anfang soll die Frequenz-Modulations-Spektroskopie genutzt werden, wofür die gleiche Elektronik benötigt wird. Statt der Seitenbänder über den EOM wird hier der Laser frequenzmoduliert. Diese Modulation hat keine Auswirkungen auf die Atome, da kein Licht des Referenzlasers auf die Atome fällt.

### Stabilisierungsschema

Der Melassenlaser wird mit Hilfe eines Offsetlocks auf den Referenzlaser mit einer einstellbaren Frequenzdifferenz stabilisiert. Er wird über einen TA auf maximal 2 W verstärkt und dient gleichzeitig als Kühler und Rückpumper. Für den Übergang des Rückpumpers werden über einen elektrooptischen Modulator (EOM) Seitenbänder mit 1286 MHz aufmoduliert.

Das relevante Seitenband kann sehr genau eingestellt werden und ist phasenstarr zum Träger, was wegen der Empfindlichkeit der Ramanverstimmung  $\delta_{\text{Raman}}$  auch notwendig ist. Der Laser stellt zusätzlich noch das Licht für das  $m_F$ -Pumpen des Raman-Kühlens bereit, dessen Rotverstimmung etwa 170 MHz größer ist als die der Melasse. Das wird über zwei 80 MHz AOMs realisiert, welche nach der Optimierung so eingestellt werden sollen, dass der Offsetlock für den Wechsel zwischen Melasse und Raman-Kühlen möglichst nicht geändert werden muss.

Zum Pumpen der  $F$ -Zustände ist ein einzelner Laser eingeplant, dem ebenfalls ein Offsetlock als Referenz dient. Er benötigt, genauso wie der  $m_F$ -Pumper mit  $< 1$  mW, eine sehr geringe Leistung und muss auch nicht verstärkt werden.

### Modifikationen zum Melassenkühlen von $^{39}\text{K}$

Die erforderlichen Anpassungen, um auch  $^{39}\text{K}$  mit der grauen Melasse kühlen zu können, sind minimal: Der Offsetlock wird für den gewünschten  $^{39}\text{K}$ -Übergang auf eine andere Frequenz gestellt und statt der Modulation über den EOM wird der Laser mit 462 MHz direkt moduliert.

### 4.2.2 Strahlanlieferung

Aktuell ist es geplant, sowohl eine Melasse an der Position der MOT als auch unter dem Mikroskop realisieren zu können. Daher wurden sechs Faserkoppler eingeplant. Diese sind mit Spiegelhalter und ohne Z-Stage<sup>19</sup> geplant, daher ist jeweils nur ein Spiegel vor einer Faser und die Freiheitsgrade sind vollständig entkoppelt.

Bei einer angestrebten Intensität von  $\gtrsim 14I_{\text{sat}}$  benötigen wir pro Strahl etwa halb so viel Leistung wie in der 3D-MOT, was etwa 15 mW entspricht. Durch die Nutzung des TAs, mit 2 W maximaler Ausgangsleistung, steht auch mit sechs Fasern ausreichend Leistung zur Verfügung und der TA kann für eine möglichst lange Lebensdauer mit geringer Leistung betrieben werden.

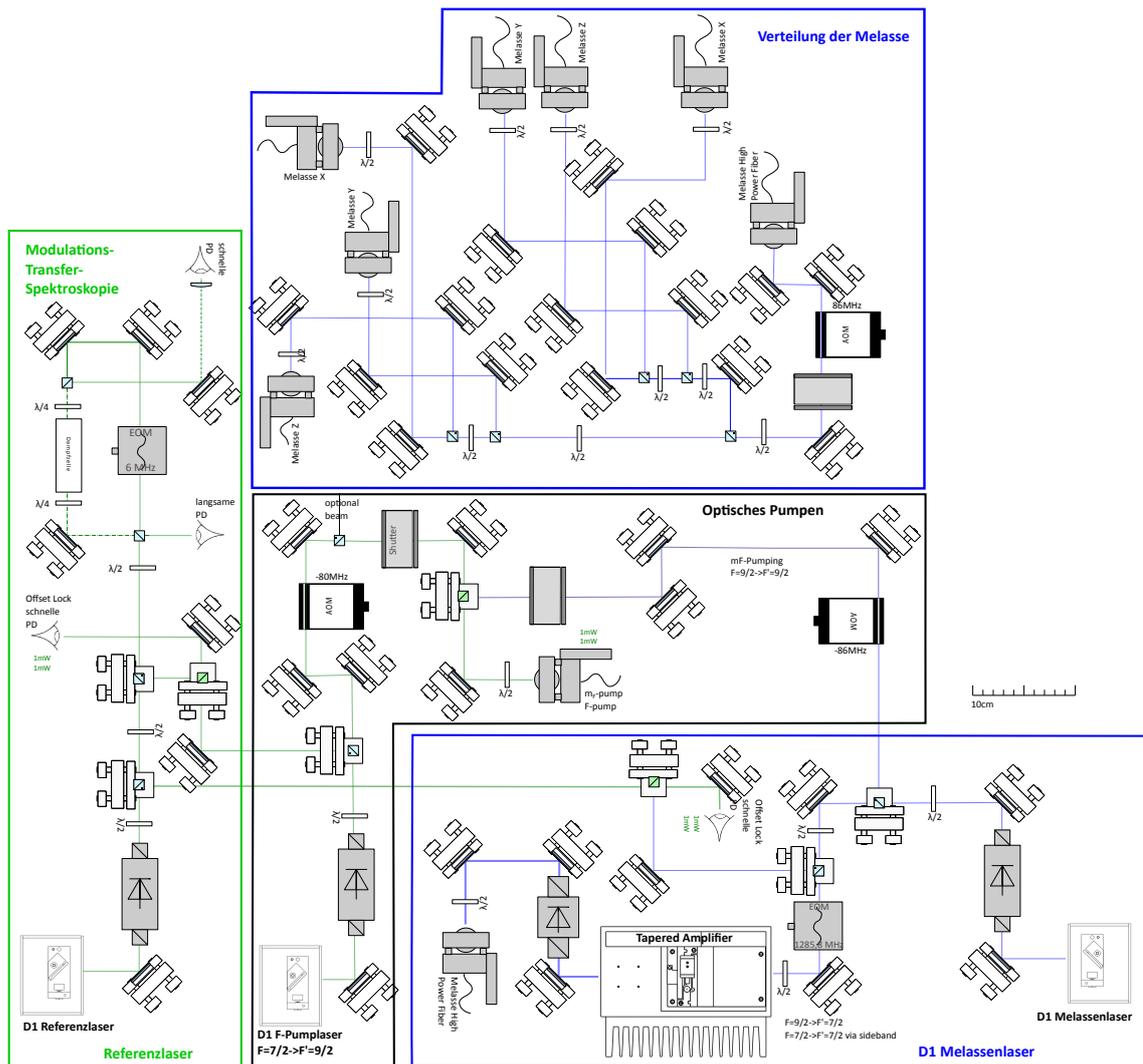
Der TA soll durch eine optionale Hochleistungsfaser von den nachfolgenden optischen Komponenten entkoppelt werden. Damit haben wir damit schon bei dem MOT-System gute Erfahrungen gemacht. Durch die Entkoppelung muss bei einem Tausch des TAs oder bei Drifts nur eine Faser nachgekoppelt werden. Außerdem muss das Strahlprofil nur für eine Faser optimiert werden und ist für alle weiteren Einkopplungen fast perfekt. Da dieses Lasersystem aber deutlich weniger komplex ist als das MOT-System, können wir auf die Faser auch verzichten.

Im Laufe dieser Arbeit habe ich begonnen, das Lasersystem aufzubauen, in den letzten

---

<sup>19</sup> Damit ist die Koppellinse in Z-Richtung genau justierbar.

Wochen hat Phillip Wieburg den Bau des Systems übernommen. Die Spektroskopie, Melassenlaser und TA sind inzwischen einsatzbereit, bald kann die graue Melasse das erste Mal getestet werden.



**Abbildung 4.5:** Plan des Lasersystems für Melasse,  $F$ - und  $m_F$ -Pumper. Im unteren Bereich sind die drei verwendeten Laser zu sehen. Der linke Laser wird als Referenzlaser auf die Dampfzelle stabilisiert, beide anderen Laser werden über einen Offsetlock relativ zu dem Spektroskopieübergang stabilisiert. Ein Teil des Lichts des Melassenlasers wird nach der Aufprägung von Seitenbändern durch einen EOM über einen TA verstärkt. Durch eine Hochleistungsfaser werden die weiteren Faserkopplungen von dem Laser entkoppelt. Anschließend werden die Strahlen nach einem AOM und einem Shutter auf sechs Faserkopplungen aufgeteilt. Der andere Teil des Lichts wird zusammen mit dem Licht des  $F$ -Pumplasers in eine Faser eingekoppelt, was für das Raman-Seitenband-Kühlen benötigt wird.



## 5 Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein flexibles Lasersystem für eine Kombination aus zwei- und dreidimensionaler magneto-optischer Falle geplant, aufgebaut und optimiert. Das Lasersystem nutzt die D<sub>2</sub>-Linie von Kalium und kann mit geringen Änderungen für die Dopplerkühlung sowohl von <sup>39</sup>K als auch von <sup>40</sup>K verwendet werden. Außerdem wurde ein weiteres Lasersystem für den nächsten Kühlschritt mittels grauer Melasse geplant und mit dem Bau begonnen.

Ziel des gesamten Experiments ist die Quantensimulation von Elektronen in Festkörpern durch einzelne fermionische <sup>40</sup>K-Atome in Potenzialtöpfen. Die Dynamik der Atome soll mit einem in das Vakuum integrierten Quantengasmikroskop mit single-site Auflösung sichtbar gemacht werden. Die Hoffnung ist, dass längerfristig auf diese Weise Systeme simuliert werden können, die für klassische Supercomputer zu komplex sind.

Das Fangen und Kühlen mit der in dieser Arbeit realisierten Kombination aus 2D- und 3D-MOT läuft zuverlässig und robust. Sie wurde bisher hauptsächlich mit <sup>39</sup>K betrieben, da der Anteil von <sup>40</sup>K in natürlichem Kalium nur  $1,2 \cdot 10^{-4}$  beträgt. Die Laderate mit <sup>39</sup>K ist gut  $((7,5 \pm 0,9) \cdot 10^8 / \text{s})$  und die Teilchenzahl in der Falle erreicht fast  $10^9$ , was eine sehr gute Grundlage für die nächsten Schritte des Experiments darstellt. Die MOT lässt sich auch aus der natürlichen Kaliummischung mit <sup>40</sup>K laden. Sobald die Ampulle mit auf 12 % angereichertem <sup>40</sup>K gebrochen ist, kann die MOT besser auf das Isotop optimiert werden. Bislang liegt die Laderate mit dem Isotop bei  $10^4 / \text{s}$ . Wenn sie mit der angereicherten Kaliummischung nicht ausreicht, gibt es ein paar Bereiche, die noch Optimierungspotenzial aufweisen. So ist der Push-Strahl derzeit an die 3D-MOT gekoppelt, erzeugt die beste Laderate aber wahrscheinlich auf Resonanz des Kühlübergangs. Auch eine 2D<sup>+</sup>-MOT, die bisher keine Vorteile gebracht hat, könnte mit einer getrennt optimierten Verstimmung die Laderate weiter steigern. Das Vakuum in der Kammer ist sehr gut und ermöglicht eine Lebensdauer in der Magnetfalle von 68 s. Die hohe <sup>39</sup>K Teilchenzahl zusammen mit der langen Lebensdauer in einer magnetischen Falle sollte sogar für die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates mittels evaporativer Kühlung ohne Raman-Seitenband-Kühlung ausreichen. Und selbst die kleinen mit <sup>40</sup>K erreichten Teilchenzahlen könnten für die geplanten Experimente schon hinreichend sein.

Neben der MOT ist das Lasersystem für die Kühlung durch eine graue Melasse bereits in Teilen aufgebaut. Auch das Mikroskop ist inzwischen erfolgreich im Vakuum installiert,

daher kann bald die Ampulle mit angereichertem  $^{40}\text{K}$  gebrochen werden. In den nächsten Schritten kann auch die Melasse in Betrieb genommen werden, um noch tiefere Temperaturen zu erreichen. Anschließend sollen die Atome entweder in optische Pinzetten oder in ein optisches Gitter geladen werden. Dort können sie schließlich mit Raman-Seitenband-Kühlen weit genug gekühlt werden, um die Dynamik von Atomen in kleinen Modellsystemen zu untersuchen.

## Literatur

- [1] J. Hubbard. „Electron Correlations in Narrow Energy Bands“. In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 276.1365 (1963), S. 238–257. DOI: 10.1098/rspa.1963.0204.
- [2] J. Hubbard. „Electron Correlations in Narrow Energy Bands. III. An Improved Solution“. In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 281.1386 (1964), S. 401–419. DOI: 10.1098/rspa.1964.0190.
- [3] M. Potthoff. „Quantentheorie der Vielteilchensysteme“. 2014.
- [4] M. Troyer und U.-J. Wiese. „Computational Complexity and Fundamental Limitations to Fermionic Quantum Monte Carlo Simulations“. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (17 2005), S. 170201. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.170201.
- [5] R. P. Feynman. „Simulating physics with computers“. In: *International Journal of Theoretical Physics* 21.6 (1982), S. 467–488. DOI: 10.1007/BF02650179.
- [6] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch und I. Bloch. „Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms“. In: *Nature* 415 (2002), S. 39–44. DOI: 10.1038/415039a.
- [7] M. Köhl, H. Moritz, T. Stöferle, K. Günter und T. Esslinger. „Fermionic Atoms in a Three Dimensional Optical Lattice: Observing Fermi Surfaces, Dynamics, and Interactions“. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (8 2005), S. 080403. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.080403.
- [8] L. W. Cheuk, M. A. Nichols, M. Okan, T. Gersdorf, V. V. Ramasesh, W. S. Bakr, T. Lompe und M. W. Zwierlein. „Quantum-Gas Microscope for Fermionic Atoms“. In: *Physical Review Letters* 114.19, 193001 (2015), S. 193001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.193001.
- [9] M. F. Parsons, A. Mazurenko, C. S. Chiu, G. Ji, D. Greif und M. Greiner. „Site-resolved measurement of the spin-correlation function in the Fermi-Hubbard model“. In: *Science* 353.6305 (2016), S. 1253–1256. DOI: 10.1126/science.aag1430.

- [10] M. Boll, T. A. Hilker, G. Salomon, A. Omran, J. Nespolo, L. Pollet, I. Bloch und C. Gross. „Spin- and density-resolved microscopy of antiferromagnetic correlations in Fermi-Hubbard chains“. In: *Science* 353.6305 (2016), S. 1257–1260. DOI: 10.1126/science.aag1635.
- [11] P. W. Anderson. „Superconductivity in High  $T_c$  Cuprates: The Cause is No Longer A Mystery“. In: *Physica Scripta* 2002.T102 (2002), S. 10. URL: <http://stacks.iop.org/1402-4896/2002/i=T102/a=002>.
- [12] D. Greif, T. Uehlinger, G. Jotzu, L. Tarruell und T. Esslinger. „Short-Range Quantum Magnetism of Ultracold Fermions in an Optical Lattice“. In: *Science* (2013). DOI: 10.1126/science.1236362.
- [13] S. Murmann, A. Bergschneider, V. M. Klinkhamer, G. Zürn, T. Lompe und S. Jochim. „Two Fermions in a Double Well: Exploring a Fundamental Building Block of the Hubbard Model“. In: *Phys. Rev. Lett.* 114 (8 2015), S. 080402. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.080402.
- [14] S. Murmann. „Few-particle quantum magnetism with ultracold atoms“. Doktorarbeit. Universität Heidelberg, 2015.
- [15] T. Tiecke. „Properties of Potassium“. 2011.
- [16] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König und T. W. Hänsch. „A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics“. In: *Optics Communications* 117 (1995), S. 541–549. DOI: 10.1016/0030-4018(95)00146-Y.
- [17] J. N. Walpole. „Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions“. In: *Optical and Quantum Electronics* 28.6 (1996), S. 623–645. DOI: 10.1007/BF00411298.
- [18] J. Zander. „Aufbau eines Lasersystems zur Laserkühlung von fermionischen Kaliumatomen“. Masterarbeit. Universität Hamburg, 2015.
- [19] R. Paschotta. *Acousto-optic Modulators*. URL: [https://www.rp-photonics.com/acousto\\_optic\\_modulators.html](https://www.rp-photonics.com/acousto_optic_modulators.html) (besucht am 08. 08. 2016).
- [20] U. Schünemann, H. Engler, R. Grimm, M. Weidemüller und M. Zielonkowski. „Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers“. In: *Review of Scientific Instruments* 70.1 (1999), S. 242–243. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1149573>.

- 
- [21] L. Mudarikwa, K. Pahwa und J. Goldwin. „Sub-Doppler modulation spectroscopy of potassium for laser stabilization“. In: *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics* 45.6, 065002 (2012), S. 065002. DOI: 10.1088/0953-4075/45/6/065002.
- [22] V. Negnevitsky und L. D. Turner. „Wideband laser locking to an atomic reference with modulation transfer spectroscopy“. In: *Optics Express* 21 (2013), S. 3103. DOI: 10.1364/OE.21.003103.
- [23] T. Uehlinger. „A 2D Magneto-Optical Trap as a High-Flux Source of Cold Potassium Atoms“. Diplomarbeit. Schweiz: Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 2008.
- [24] T. W. Hansch und A. L. Schawlow. „Cooling of gases by laser radiation“. In: *Optics Communications* 13 (1975), S. 68. DOI: 10.1016/0030-4018(75)90159-5.
- [25] H. Metcalf und P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Graduate Texts in Contemporary Physics. Springer New York, 2001. ISBN: 9780387987286.
- [26] J. Catani, P. Maioli, L. De Sarlo, F. Minardi und M. Inguscio. „Intense slow beams of bosonic potassium isotopes“. In: *Phys. Rev. A* 73 (3 2006), S. 033415. DOI: 10.1103/PhysRevA.73.033415.
- [27] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller und J. T. M. Walraven. „Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms“. In: *Phys. Rev. A* 58 (5 1998), S. 3891–3895. DOI: 10.1103/PhysRevA.58.3891.
- [28] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy 1: Basic Principles*. Springer Berlin Heidelberg, 2014. DOI: 10.1007/978-3-642-53859-9\_1.
- [29] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard. „Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure“. In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (23 1987), S. 2631–2634. DOI: 10.1103/PhysRevLett.59.2631.
- [30] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller und J. T. M. Walraven. „Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms“. In: *Phys. Rev. A* 58 (5 1998), S. 3891–3895. DOI: 10.1103/PhysRevA.58.3891.
- [31] A. Ridinger, S. Chaudhuri, T. Salez, U. Eismann, D. R. Fernandes, K. Magalhães, D. Wilkowski, C. Salomon und F. Chevy. „Large atom number dual-species magneto-optical trap for fermionic  $^6\text{Li}$  and  $^{40}\text{K}$  atoms“. In: *The European Physical Journal D* 65.1 (2011), S. 223–242. DOI: 10.1140/epjd/e2011-20069-4.

- [32] G. Grynberg und J.-Y. Courtois. „Proposal for a Magneto-Optical Lattice for Trapping Atoms in Nearly-Dark States“. In: *EPL (Europhysics Letters)* 27.1 (1994), S. 41. URL: <http://stacks.iop.org/0295-5075/27/i=1/a=008>.
- [33] G. Colzi, G. Durastante, E. Fava, S. Serafini, G. Lamporesi und G. Ferrari. „Sub-Doppler cooling of sodium atoms in gray molasses“. In: *American Physical Society* 93.2, 023421 (2016), S. 023421. DOI: 10.1103/PhysRevA.93.023421.
- [34] G. Salomon, L. Fouché, S. Lepoutre, A. Aspect und T. Bourdel. „All-optical cooling of K39 to Bose-Einstein condensation“. In: *American Physical Society* 90.3, 033405 (2014), S. 033405. DOI: 10.1103/PhysRevA.90.033405.
- [35] A. Burchianti, G. Valtolina, J. A. Seman, E. Pace, M. De Pas, M. Inguscio, M. Zaccanti und G. Roati. „Efficient all-optical production of large Li6 quantum gases using D<sub>1</sub> gray-molasses cooling“. In: *American Physical Society* 90.4, 043408 (2014), S. 043408. DOI: 10.1103/PhysRevA.90.043408.
- [36] D. Rio Fernandes. „Trapping and cooling of fermionic alkali atoms to quantum degeneracy. Sub-Doppler cooling of Potassium-40 and Lithium-6 in gray molasses“. Doktorarbeit. Université Pierre et Marie Curie, 2014. URL: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01082122>.
- [37] E. Haller, J. Hudson, A. Kelly, D. A. Cotta, B. Peaudecerf, G. D. Bruce und S. Kuhr. „Single-atom imaging of fermions in a quantum-gas microscope“. In: *Nature Physics* 11 (2015), S. 738–742. DOI: 10.1038/nphys3403.