



Jan Krieger

---

Zeeman-Slower und Experimentsteuerung  
für das NaLi-Experiment

Diplomarbeit

HD-KIP 08-21



# **Zeeman-Slower und Experimentsteuerung für das NaLi-Experiment**

Die Diplomarbeit wurde von Jan Krieger ausgeführt am  
Kirchhoff-Institut für Physik  
unter der Betreuung von  
Herrn Prof. Dr. M. Oberthaler



## **Kurzfassung:**

Diese Diplomarbeit beschreibt den Aufbau einiger Komponenten für ein neues Experiment zu ultrakalten Quantengasen aus fermionischem  ${}^6\text{Li}$  und bosonischem  ${}^{23}\text{Na}$ . Es wurde ein Zeeman-Slower zum gleichzeitigen Abbremsen beider Atomspezies entworfen und aufgebaut, der den ersten Schritt in einem mehrstufigen Kühlverfahren darstellt. Die Funktion des Zeeman-Slowers konnte anhand einiger Messungen der Laderate einer magneto-optischen Falle verifiziert werden. Außerdem wird in dieser Arbeit eine genaue Analyse der Bewegung von Atomen in einem Zeeman-Slower durchgeführt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde außerdem eine Computer-Steuerung für das Experiment entworfen, die eine Automatisierung von dessen Ablauf mit einer Zeitauflösung von unter  $10\mu\text{s}$  erlaubt. Die Steuerung ist modular aufgebaut und kann durch offene Schnittstellen mit weiterer Software interagieren, wie zum Beispiel Programmen zur Datenauswertung. Zur Definition der Experiment-Sequenzen steht unter anderem eine umfangreiche Beschreibungssprache zur Verfügung, deren Aufbau und Verarbeitung hier beschrieben wird.

## **Abstract:**

This diploma thesis describes the design and implementation of some components for a new experiment on ultracold quantum gases. We use the fermionic species  ${}^6\text{Li}$  and the bosonic species  ${}^{23}\text{Na}$ . First a Zeeman slower for the simultaneous deceleration of both atomic species is described, which is the first stage of our multi-step cooling strategy. The functionality of the slower was verified by measuring the loading rate of a magneto-optical trap. In addition, this thesis investigates the motion of atoms inside the slower.

A computer control system for the new experiment was designed during the second part of this thesis. It allows for a complete automation of the experiments and reaches a time resolution which is better than  $10\mu\text{s}$ . The control system is modular and provides open interfaces to communicate with other software in the lab, such as the data analysis programs. Experimental sequences may be defined by using a comprehensive description language. The language and its processing by the control system is described in detail.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Was sind bosonische und fermionische Quantengase? . . . . .	1
1.2. Warum werden Quantengase untersucht? . . . . .	2
1.3. Aufbau des NaLi-Experiments . . . . .	4
1.3.1. Überblick über das Kühlverfahren . . . . .	4
1.3.2. Vakuumsystem . . . . .	5
1.3.3. Lasersystem . . . . .	6
1.3.4. Magnetspulen . . . . .	7
1.3.5. Abbildungssystem . . . . .	9
1.3.6. Experiment-Steuerung . . . . .	9
1.4. Gliederung . . . . .	9
<b>I. Der Zeeman-Slower</b>	<b>11</b>
<b>2. Theorie des Zeeman-Slowers</b>	<b>13</b>
2.1. Atomstruktur . . . . .	13
2.2. Zeeman-Effekt der Alkali-Atome . . . . .	14
2.3. Streukraft . . . . .	15
2.4. Laserkühlen eines Atomstrahles . . . . .	17
2.5. Funktionsprinzip des Zeeman-Slowers . . . . .	18
2.5.1. Resonanzbedingung . . . . .	18
2.5.2. Einfache, geradlinige Bewegung im Zeeman-Slower . . . . .	19
2.5.3. Ideales Magnetfeld im Zeeman-Slower . . . . .	20
2.5.4. Steigung des Magnetfeldes . . . . .	21
2.5.5. Länge des Zeeman-Slowers . . . . .	22
2.6. Bewegung eines Atoms in einem Zeeman-Slower . . . . .	23
2.6.1. Longitudinale Bewegung . . . . .	23
2.6.2. Transversale Bewegung . . . . .	25
2.7. Atome am Nulldurchgang des Magnetfeldes . . . . .	27
2.7.1. Verlustmechanismen . . . . .	27
2.7.2. Optisches Pumpen im Zeeman-Slower . . . . .	28
<b>3. Realisierung eines Zeeman-Slowers für das NaLi-Experiment</b>	<b>31</b>
3.1. Anforderungen . . . . .	31
3.2. Gleichzeitiges Bremsen von Lithium und Natrium . . . . .	31
3.3. Aufbau des Zeeman-Slowers . . . . .	33
3.3.1. Mechanischer Aufbau . . . . .	33
3.3.2. Optimierung des Spulendesigns . . . . .	35
3.3.3. Elektrischer Aufbau . . . . .	37
3.3.4. Optischer Aufbau . . . . .	37

<b>4. Experimentelle Charakterisierung des Zeeman-Slowers</b>	<b>39</b>
4.1. Laden einer magneto-optischen Falle . . . . .	39
4.1.1. Die magneto-optische Falle . . . . .	39
4.1.2. Versuchsaufbau . . . . .	40
4.1.3. Ergebnisse . . . . .	41
4.2. Thermisches Verhalten des Zeeman-Slowers . . . . .	43
<b>II. Computer-Steuerung</b>	<b>45</b>
<b>5. Anforderungen</b>	<b>47</b>
5.1. Anforderungen an die Steuerung des NaLi-Experiments . . . . .	47
5.2. Ein Pflichtenheft für die Steuerung des NaLi-Experiments . . . . .	47
<b>6. Hardware der Steuerung</b>	<b>49</b>
6.1. Gesamtsystem . . . . .	49
6.2. National Instruments I/O-System . . . . .	50
6.3. Charakterisierung der Ausgangssignale . . . . .	52
<b>7. Steuerprogramm</b>	<b>55</b>
7.1. Gesamtsystem . . . . .	55
7.2. Das Sequenz-Modell . . . . .	57
7.2.1. Definition des Begriffs Sequenz . . . . .	57
7.2.2. SDFP-Sequenzen . . . . .	58
7.2.3. CSV-Sequenzen . . . . .	60
7.3. Server-Programmteil . . . . .	61
7.3.1. Basis-Funktionsbibliothek . . . . .	62
7.3.2. TCP/IP-Kommunikations-Schnittstelle . . . . .	63
7.3.3. Hardware-Konfiguration . . . . .	63
7.3.4. Verarbeitung von SDFP-Code . . . . .	64
7.3.5. Erstellung und Ausgabe einer Sequenz . . . . .	67
7.4. Matlab-Schnittstelle . . . . .	69
<b>8. Abbilden neutraler Atomgase</b>	<b>71</b>
8.1. Physikalische Theorie der Absorptions-Abbildung . . . . .	71
8.1.1. Bestimmung der Anzahldichte der Atome . . . . .	71
8.1.2. Flugzeit-Methode . . . . .	73
8.1.3. Eichung der Kamera . . . . .	73
8.1.4. Vorgehen bei der Bildaufnahme . . . . .	75
8.2. Die Bildaufnahme-Software . . . . .	76
<b>9. Eine Sequenz des NaLi-Experiments</b>	<b>79</b>
<b>10. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>81</b>
10.1. Zusammenfassung . . . . .	81
10.2. Variables Timing: Eine sinnvolle Erweiterung für die Experiment-Steuerung . . . . .	81
10.3. Ausblick auf die weiteren Schritte im NaLi-Experiment . . . . .	83
<b>A. Glossar</b>	<b>87</b>
A.1. Verwendete Formelzeichen . . . . .	87

A.2. Daten von Lithium-6 . . . . .	89
A.3. Daten von Natrium-23 . . . . .	91
<b>B. Geräte- und Materialliste, verwendete Software</b>	<b>93</b>
<b>C. Berechnung der Zeeman-Aufspaltung der Lithium- und Natrium-Zustände</b>	<b>95</b>
<b>D. Numerische Simulation von Atomen in einer magneto-optischen Falle</b>	<b>97</b>
<b>E. Technische Daten des Zeeman-Slowers</b>	<b>99</b>
E.1. Optimierungsverfahren für die Spulenkonfiguration . . . . .	99
E.2. Endgültige Spulenkonfiguration . . . . .	100
E.2.1. Die große Slower-Spule . . . . .	100
E.2.2. Die kleine Slower-Spule . . . . .	101
E.3. Entwurfszeichnungen der Spulenträger . . . . .	102
<b>F. Spezifikation des „Sequence Definition File Format“ (SDFF)</b>	<b>107</b>
F.1. Sprachdefinition in Erweiterter Backus-Naur-Form . . . . .	107
F.2. C++-Klassenhierarchie zur Darstellung von SDFF . . . . .	109
F.3. Operatoren und Operatorpräzedenz . . . . .	109
F.4. Kontrollstrukturen . . . . .	110
F.5. Befehlsübersicht . . . . .	111
F.6. Ausgabebefehl-Gruppierung . . . . .	113
<b>G. Einige Beispiel-Sequenzen als SDFF</b>	<b>115</b>
G.1. Laden einer MOT . . . . .	115
G.1.1. SDFF-Sequenz . . . . .	115
G.1.2. Matlab-Skript . . . . .	116
G.2. Sequenz für die Absorptionsabbildung . . . . .	118
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>121</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>123</b>



# 1. Einleitung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird die Realisierung eines Zeeman-Slower, einer Experiment-Steuerung und eines Abbildungssystems für ein neues Experiment zu ultrakalten Quantengasen beschrieben. Das Experiment befasst sich mit kalten fermionischen Gasen aus  ${}^6\text{Li}$ -Atomen. Zusätzlich sind auch bosonische  ${}^{23}\text{Na}$ -Atome vorhanden, die zunächst als Kühlmittel für das Lithium dienen (daher der Name NaLi-Experiment). Es sind aber auch Experimente mit beiden Atomsorten denkbar.

Dieses Kapitel soll eine Einführung in ultrakalte Quantengase und in das NaLi-Experiment selbst geben. Zunächst werden die Eigenschaften von Bosonen und Fermionen kurz dargestellt, um dann einige aktuelle und interessante Fragestellungen bei der Erforschung von kalten Atomgasen zusammenzufassen. Dies bietet auch einen Ausblick auf mögliche Experimente mit dem neuen Aufbau. Der nächste Abschnitt 1.3 widmet sich ganz dem experimentellen Aufbau. Nach der Vorstellung der verwendeten Kühlstrategie zur Erlangung von sehr tiefen Temperaturen, werden die bisher realisierten Komponenten des Experiments erläutert.

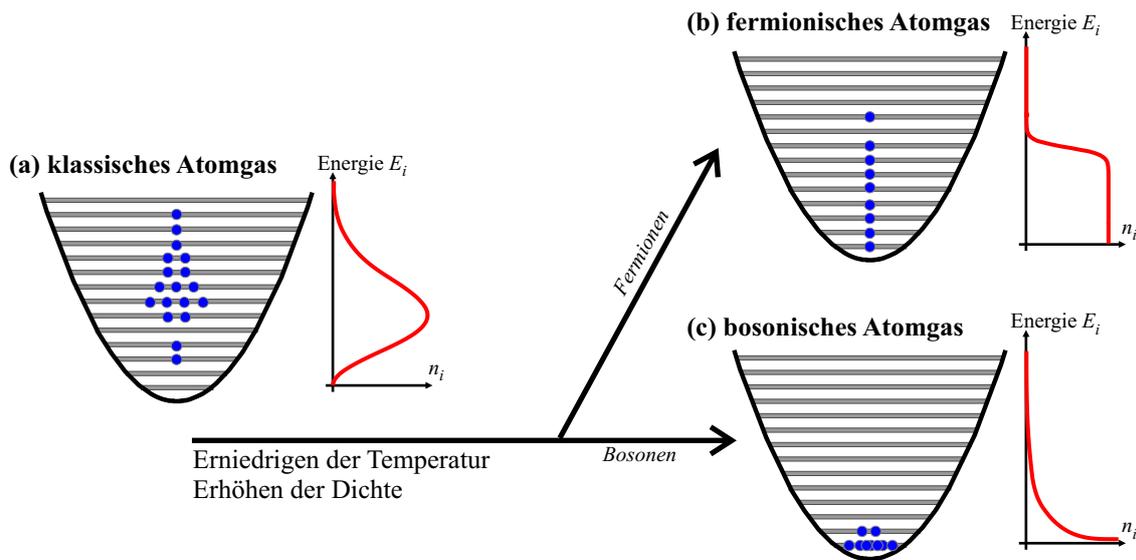
## 1.1. Was sind bosonische und fermionische Quantengase?

Jedes Teilchen, also insbesondere auch Atome und deren Bestandteile Elektronen, Neutronen und Protonen, lässt sich im Rahmen seiner quantenphysikalischen Beschreibung einer der zwei Teilchenklassen Fermionen und Bosonen zuordnen. Dabei werden Fermionen durch (unter Teilchenvertauschung), antisymmetrische Wellenfunktionen beschrieben. Bosonen haben dagegen symmetrische Wellenfunktionen. Außerdem lässt sich über das sog. Spin-Statistik-Theorem zeigen, dass Fermionen Teilchen mit halbzahligen Spin sind, während der Spin aller Bosonen ganzzahlig ist [PAU40]. Aus diesen grundlegenden Eigenschaften lässt sich das Verhalten der Teilchen und damit auch das von Atomgasen aus Fermionen und Bosonen ableiten. Abbildung 1.1 zeigt dazu das Verhalten von Atomen, die in einem harmonischen Potential gefangen sind, das in der quantenmechanischen Beschreibung äquidistante und diskrete Energieniveaus aufweist. Bei hohen Temperaturen verhalten sich alle Quantengase wie klassische Gase. Sie folgen der Boltzmann-Statistik (siehe Abb. 1.1(a)). Beim Übergang zu kleinen Temperaturen tritt der Quantencharakter der Gase in den Vordergrund und man beobachtet Unterschiede zwischen Fermionen und Bosonen (siehe Abb. 1.1(b,c)).

Nach dem Pauli-Ausschlussprinzip (1925 von Wolfgang Pauli formuliert) können zwei gleiche Fermionen nie in allen ihren Quantenzahlen übereinstimmen, dürfen also nie den selben quantenmechanischen Zustand besetzen. Daher sind auch Stöße (genauer gesagt  $s$ -Wellen-Streuvorgänge) zwischen zwei Fermionen im gleichen quantenmechanischen Zustand verboten. Neben Elektronen und den Kernbausteinen Neutronen und Protonen sind auch alle Elementarteilchen Fermionen. Das Verhalten von fermionischen Vielteilchensystemen wird im Rahmen der Quantenstatistik durch die Fermi-Dirac-Verteilung beschrieben. Sie gibt die Besetzung  $n_i$  des Energieniveaus  $E_i$  ( $i = 0, 1, \dots$ ) an:

$$n_i = \frac{1}{e^{-(E_i - \mu)/k_B T} + 1} < 1. \quad (1.1.1)$$

Dabei ist  $T$  die Temperatur des Ensembles der Fermionen,  $\mu$  das chemische Potential und  $k_B$  die Boltzmannkonstante. Für die Temperatur  $T = 0$  sind alle Zustände bis zu einer Grenzenergie  $E_F$



**Abb. 1.1.** | Besetzung der Zustände einer harmonischen Falle nach (a) der Maxwell-Boltzmann-, (b) der Bose-Einstein- und (c) der Fermi-Dirac-Verteilung. Rechts neben der Veranschaulichung der Besetzung des parabolischen Potentials ist jeweils die zugehörige Verteilungsfunktion gezeichnet. Auf der Energieachse ist die mittlere kinetische Energie aufgetragen.

(Fermi-Energie) besetzt, der eine Fermi-Temperatur  $T_F = E_F/k_B$  entspricht. Die darüberliegenden Zustände sind leer. Man spricht dann ab Temperaturen von  $T \approx T_F$  von einem entarteten Fermi-Gas. Abbildung 1.1(b) gibt ein Beispiel für die Besetzung der Zustände eines harmonischen Potentials (z.B. einer Atomfalle) mit Fermionen bei kleiner, aber nichtverschwindender Temperatur  $T$  an.

Für *Bosonen* gilt das Ausschlussprinzip nicht. Sie folgen der sog. Bose-Einstein-Statistik, die folgende Form annimmt:

$$n_i = \frac{1}{e^{-(E_i - \mu)/k_B T} - 1}. \quad (1.1.2)$$

Abbildung 1.1(c) gibt wieder die Besetzung der Zustände eines harmonischen Potentials bei kleiner Temperatur an. Wird ein Ensemble von Bosonen unter eine kritische Temperatur  $T_c$  gekühlt, so beginnt sich im untersten Energiezustand  $E_0$  eine makroskopische Anzahl von Teilchen zu sammeln. Man spricht von einem Bose-Einstein-Kondensat (BEC), das einen neuen, superfluiden Materiezustand darstellt. Es wurde 1924 von Albert Einstein und Satyendranath Bose vorhergesagt [BOS24, EIN24]. In ultrakalten Atomgasen konnten Bose-Einstein-Kondensate zuerst 1995 von *Eric Cornell, Carl Wieman et al.* am JILA [AND95], bzw. *Wolfgang Ketterle et al.* am MIT [DAV95] nachgewiesen werden. Diese Entdeckung wurde im Jahr 2001 mit dem Nobelpreis für Physik für die genannten Personen geehrt. Das BEC verhält sich wie ein makroskopisches Quantenobjekt und nicht mehr wie ein System aus vielen einzelnen Teilchen. Ein BEC kann daher durch eine einzige Wellenfunktion beschrieben werden.

## 1.2. Warum werden Quantengase untersucht?

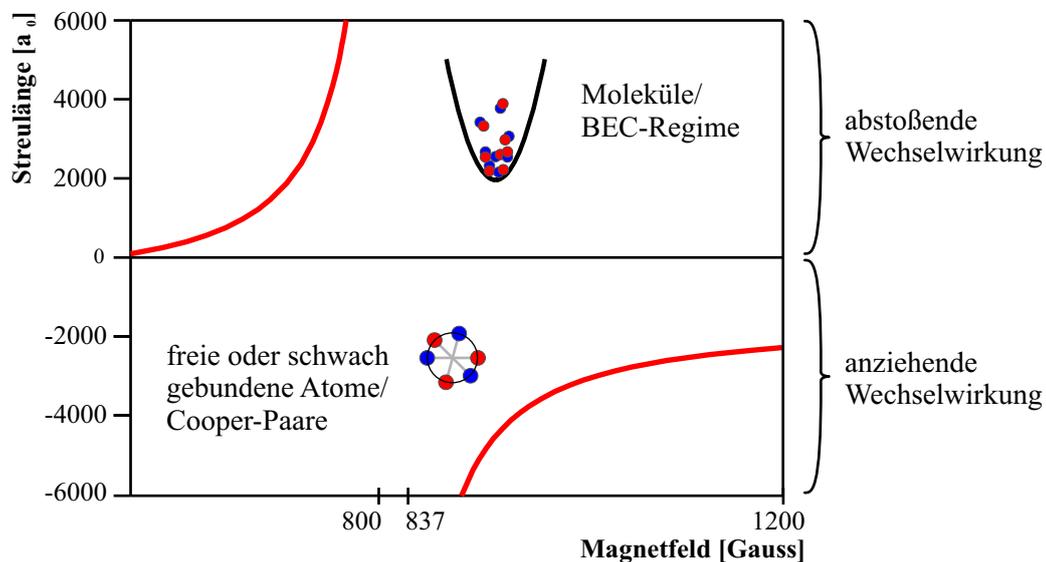
Weltweit werden in vielen Arbeitsgruppen ultrakalte Atomgase als Modelle für eine Vielzahl physikalischer Systeme untersucht. Der Einsatz von Atomgasen, also Gasen aus ungebundenen Atomen, bietet den Vorteil, dass ihre Eigenschaften wie etwa Wechselwirkungsstärke, Temperatur oder externe Potentiale in weiten Grenzen frei gewählt werden können. Dies hebt Atomgase von alternativen Modellsystemen, wie etwa dem Elektronen- (fermionisch) und Phononengas

(bosonisch) in Festkörpern, oder flüssigem  $^3\text{He}$  (fermionisch) und  $^4\text{He}$  (bosonisch) ab.

Die Untersuchung von ultrakalten Quantengasen dient zum Teil der Überprüfung grundlegender Aussagen der Quantenmechanik und Quantenstatistik. So kann man etwa mit atomaren Bose-Einstein-Kondensaten Interferenzexperimente durchführen oder Atomlaser aufbauen [AND97]. Außerdem können Bose-Einstein-Kondensate als Modelle oder „Simulatoren“ für viele verschiedene quantenphysikalische Systeme, wie z.B. Supraleiter oder Josephson-Kontakte [GAT07] verwendet werden.

Mit entarteten Fermigasen kann man weitere interessante Systeme untersuchen. Die Erkenntnisse aus Experimenten mit diesen sind z.B. auf sonst unzugängliche Systeme übertragbar. In der Astrophysik beschreibt man etwa Neutronensterne als entartetes Fermigas.

Auch die Simulation von Supraleitern ist mit Fermigasen möglich: Nahe einer sog. Feshbach-Resonanz [FES64] kann mit Hilfe von Magnetfeldern in einem Atomgas die Wechselwirkungsstärke zwischen zwei Atomen eingestellt werden (siehe Abb. 1.2). Sie ist sogar von anziehender zu abstoßender Wechselwirkung wandelbar. Einerseits können bei abstoßender Wechselwirkung zwei Fermionen des Atomgases zu einem molekulartigen Zustand gebunden werden, da dieser einen günstigeren energetischen Zustand darstellt. Das so entstehende Molekülgas kann dann kondensiert werden (man spricht vom BEC-Regime). Andererseits erzeugt eine nur leicht anziehende Wechselwirkung schwach gebundene Fermionpaare. Diese ähneln den Cooper Paaren der Supraleitung von Festkörpern, die aus zwei schwach gebundenen Elektronen bestehen. Man nennt dies das BCS-Regime<sup>1</sup>. Durch Änderung eines externen Magnetfelds über eine Feshbach-Resonanz des untersuchten Systeme hinweg, kann der Übergang zwischen den beiden Regimen, der sog. BEC-BCS-Übergang beobachtet werden. Er kann auch benutzt werden, um kalte Fermiongase herzustellen. Dazu bildet man zunächst ein molekulares BEC, dessen Moleküle dann getrennt werden. Für die im NaLi-Experiment untersuchbaren Spin-Zustände von  $^6\text{Li}$  liegt eine nutzbare und breite Feshbach-Resonanz z.B. bei 837 G.



**Abb. 1.2.** | Die Streulänge  $A$  als Maß der Wechselwirkungsstärke (in Einheiten des Bohr-Radius  $a_0$ ) in der Nähe einer Feshbach-Resonanz. Im Regime der abstoßenden Wechselwirkung ( $a > 0$ ) bildet sich ein molekulares Gas. In Bereichen der anziehenden Wechselwirkung können sich Cooper-Paare bilden.

Weitere interessante Themen der aktuellen Forschung sind z.B. das Verhalten von sog. Spin-

<sup>1</sup>BCS steht für die drei Erfinder der zugehörigen Theorie: J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer.

Gemischen. In der Gruppe von W. Ketterle am MIT werden Gase aus zwei unterschiedlichen Spin-Zuständen von  ${}^6\text{Li}$  beobachtet. Man versucht die Frage zu klären, wie sich solche Systeme bei einem ungleichen Verhältnis der Zustände verhalten (z.B. 60% Spin up und 40% Spin down) und bis zu welchem Verhältnis noch Superfluidität auftritt.

## 1.3. Aufbau des NaLi-Experiments

### 1.3.1. Überblick über das Kühlverfahren

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, dass sich bei ultrakalten Temperaturen (in der Größenordnung von einigen hundert Nanokelvin) interessante neue Effekte in Atomgasen ergeben. Um solch niedrige Temperaturen zu erreichen, sind mehrere aufeinander folgende Kühl Schritte nötig. Dieser Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über die Kühlprozedur, die im NaLi-Experiment eingesetzt wird.

Zunächst muss ein Atomgas hergestellt werden. Da die verwendeten Elemente Natrium und Lithium bei Raumtemperatur fest sind, werden sie bei Temperaturen von etwa  $350^\circ\text{C}$  verdampft. Dabei verlassen etwa  $10^{16}$  Natriumatome und  $10^{14}$  Lithiumatome pro Sekunde den Atomofen [REP07]. Die mittlere Geschwindigkeit der Natriumatome liegt bei etwa  $800\text{ m/s}$ ; die der Lithiumatome bei  $1600\text{ m/s}$ . Dies sind die Anfangsbedingungen für das Kühlen bis kurz über den absoluten Nullpunkt.

Zuerst wird ein Teil der Atome im Strahl mit Hilfe eines sog. Zeeman-Slowers auf ca.  $30\text{ m/s}$  gebremst. Die Atome streuen beim Durchfliegen des Slowers Photonen aus einem gegenläufigen Laserstrahl und werden so langsamer. Um die Änderung der Doppler-Verschiebung durch die langsamere Geschwindigkeit auszugleichen, wird der Zeeman-Effekt in einem räumlich variablen Magnetfeld benutzt. Die Atome werden so in Resonanz mit dem Slower-Laser gehalten. Der Aufbau eines Zeeman-Slowers wird im Teil I dieser Diplomarbeit ausführlich beschrieben. Die abgebremsten Atome können anschließend in einer magneto-optischen Falle (MOT, engl. *magneto optical trap*) gefangen werden. Dabei werden sie weiter bis auf Temperaturen von einigen Millikelvin gekühlt. Eine MOT besteht aus drei senkrecht aufeinander stehenden, antiparallelen Laserstrahlpaaren und einem magnetischen Quadrupolfeld. Das Licht aus allen sechs Raumrichtungen bremst die Atome wieder durch Streuvorgänge, während das Magnetfeld einen räumlichen Einschluss bewirkt. Auf das Funktionsprinzip einer MOT wird näher in Abschnitt 4.1 eingegangen.

Nachdem genügend Atome in der MOT eingefangen wurden, wird das Magnetfeld abgeschaltet, während die MOT-Laser weiter an bleiben. In einer solchen „optischen Melasse“ werden die Atome durch Polarisationsgradienten- oder Sisyphos-Kühlung (siehe [MET99]) weiter gebremst. Die untere Grenztemperatur liegt hier bei etwa  $50$  bis  $100\ \mu\text{K}$  [KET99].

Für den nächsten Kühl Schritt werden die Atome in einer reinen Magnetfalle eingefangen. Dabei handelt es sich um ein magnetisches Quadrupolfeld  $\vec{B}$ , in dem die Atome mit ihrem magnetischen Moment  $\vec{\mu}$  ein Potential

$$V_{\text{Magnetfalle}} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$$

erfahren, das sie räumlich einschließt. Je nach dem Vorzeichen von  $\mu$  können nur bestimmte Atomzustände gefangen werden. Der nun folgende Schritt wird Verdampfungskühlen genannt und basiert auf dem selektiven Entfernen der schnellsten Atome in der Falle durch ein eingestrahktes Mikrowellenfeld [MET99]. Dieses Feld führt bei Atomen einer resonanten Geschwindigkeitsklasse zu Übergängen in nicht-fangbare Zustände, die die Falle verlassen. Nach dem Entfernen der heißesten Atome rethermalisiert das Atomgas durch Stöße, wodurch sich die Temperatur der Atome erniedrigt. Es sind Temperaturen von einigen hundert Nanokelvin erreichbar, was für das bosonische Natrium weit unter der BEC-Sprungtemperatur ( $T_c \approx 2\ \mu\text{K}$ ) liegt [KET99].

Die zwei zuletzt geschilderten Kühl Schritte funktionieren nur für Natrium. Das Polarisationsgradientkühlen basiert auf Hyperfeinstrukturübergängen, die bei Lithium-Atomen nicht aufgelöst werden können, da die natürliche Linienbreite der  $D_2$ -Linie die Hyperfeinstruktur überdeckt (siehe Abschnitt 2.1). Das Verdampfungskühlen basiert auf einem Rethermalisierungsprozess durch Stöße, die für das fermionische  ${}^6\text{Li}$  aufgrund des Pauli-Verbots stark unterdrückt sind. Um Lithium ebenfalls kühlen zu können wird das Prinzip des sympathetischen Kühlens angewendet [MYA97, STA05]. Dabei dient das kälter werdende Natrium als Kühlmittel, bzw. Wärmebad für die Lithiumatome. Der Temperatureausgleich zwischen den zwei Atomsorten erfolgt über Stöße zwischen den unterschiedlichen Spezies, die mit großen Querschnitten möglich sind.

Magnetfallen können nicht alle Zeeman-Unterkomponenten einer Atomsorte fangen. Darum werden die Atome für die Experimente in optische Dipolfallen umgeladen [CHU86]. Dabei handelt es sich im einfachsten Fall um den Fokus eines Gauß-förmigen Laserstrahls. Das elektrische Feld  $\vec{E}$  des Lichts induziert in den Atome ein Dipolmoment  $\vec{p}_{\text{el}} = \alpha_{\text{el}} \cdot \vec{E}$  ( $\alpha_{\text{el}}$  ist die Polarisierbarkeit des Atomzustands), das mit  $\vec{E}$  wechselwirkt. Es ergibt sich so für das Atom ein Potential [GRI99]

$$V_{\text{Dipol}} = -\frac{1}{2} \langle \vec{p}_{\text{el}} \cdot \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2} \alpha_{\text{el}} \vec{E}^2,$$

das von der Intensität  $I \propto |\vec{E}|^2$  des Lasers abhängt. Ist das Licht gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz rotverstimmt (hat also eine niedrigere Frequenz), so kann das Dipolmoment den zeitlichen Oszillationen des Lichtfelds folgen und auf die Atome wirkt eine Kraft, die sie zum Intensitätsmaximum des Lichts zieht. Für blau-verstimmtes Licht gilt das umgekehrte. Die atomaren Dipole schwingen gegenphasig und werden zum Intensitätsminimum gezogen. Der Einsatz einer Dipolfalle ermöglicht es im NaLi-Experiment auch Feshbachresonanzen zu nutzen, um die Wechselwirkungsstärke zwischen den gefangenen Atomen einzustellen.

### 1.3.2. Vakuumsystem

Das NaLi-Experiment wurde entworfen, um mit Hilfe der Kühl Schritte des Abschnitts 1.3.1 Experimente mit ultrakalten Fermiongasen durchführen zu können. Abbildung 1.3 zeigt eine beschriftete 3D-Skizze des Aufbaus. Alle Experimente finden im Ultrahochvakuum von etwa  $10^{-11}$  mbar statt, womit Stöße mit dem Restgas sehr unwahrscheinlich werden. Eine ausführliche Beschreibung des Vakuumsystems findet sich in der Diplomarbeit von Mark Repp [REP07].

Der Atomofen besteht aus zwei geheizten Stahlröhren. Sie sind mit 25 g  ${}^{23}\text{Na}$  und 5 g  ${}^6\text{Li}$  befüllt. Das Natrium ist in natürlicher Form nahezu isotopenrein, während  ${}^6\text{Li}$  in angereicherter Form verwendet wird. Die Atomgase werden im Ofen gemischt und verlassen ihn durch eine gemeinsame Öffnung.

Der Atomstrahl kann hinter der Ofenöffnung durch einen Strahlunterbrecher geblockt werden, sodass der Fluss an heißen Atomen die Experimente nach dem Laden der MOT nicht stört. Der Druck im Ofen kann bis zu  $10^{-3}$  mbar betragen. Er wird durch zwei differentielle Pumpstufen auf die gewünschten  $10^{-11}$  mbar in der Glaszelle abgesenkt. Diese Pumpstufen bestehen aus zwei Metallröhren, die in je einen Blindflansch zwischen den verschiedenen Vakuumkammern eingelassen sind und ein etwa 7 bzw. 10 mm durchmessendes Loch enthalten. Diese Röhren dienen auch als Blende für den Atomstrahl und kollimieren ihn. Jede der beiden ersten Kammern wird durch eine Iongetterpumpe mit einer Saugleistung von 55  $\ell/s$  evakuiert. Um die Metalle im Ofen nachfüllen zu können, ohne das Vakuum in der gesamten Apparatur zu verlieren, sind zwei Ventile eingebaut, die es erlauben, den Ofenteil des Experiments von der Glaszellenkammer dicht abzutrennen.

An die differentiellen Pumpröhren schließt sich der Zeeman-Slower mit seinen zwei wassergekühlten Spulen an. Danach folgt die  $4 \times 4 \times 16 \text{ cm}^3$  messende Glaszelle, in der die Experimente

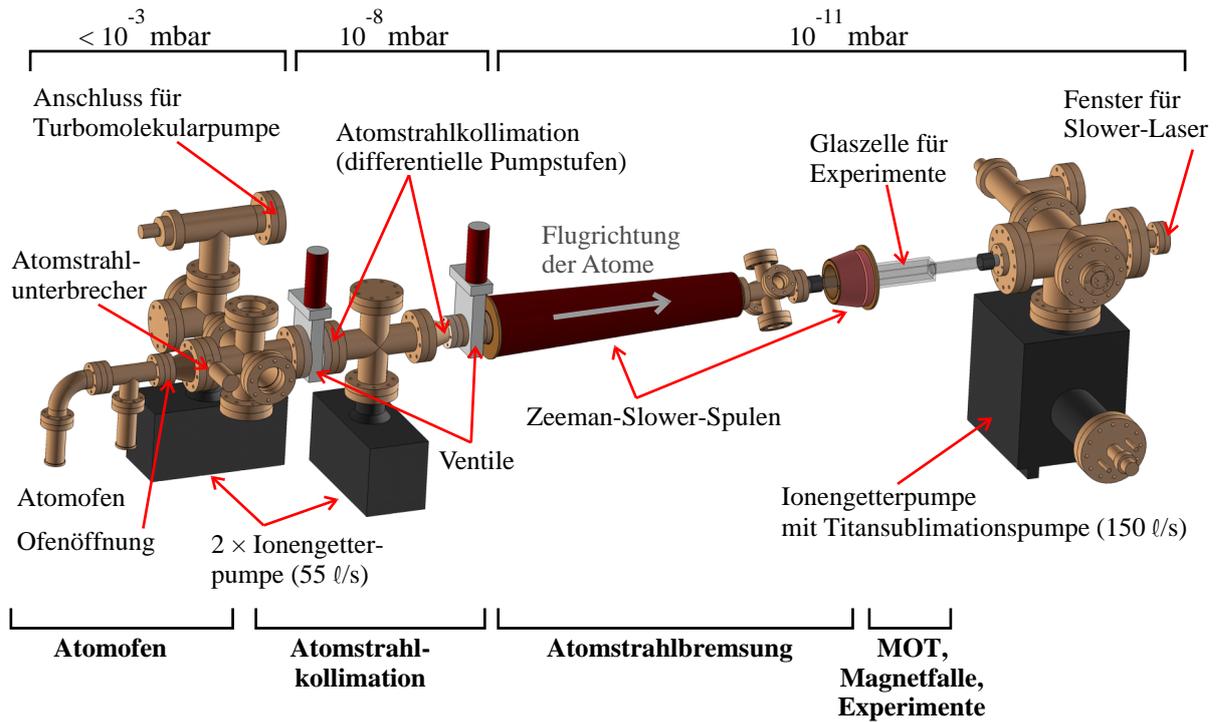


Abb. 1.3. | 3D-Skizze der Vakuum-Kammer des NaLi-Experiments. Die Zahlen am oberen Rand geben die Drücke in den verschiedenen Teilen der Apparatur an.

durchgeführt werden. Die Glaszelle besteht aus Quarzglas und ist über zwei Übergangsbereiche aus Gläsern unterschiedlicher Ausdehnungskoeffizienten (sog. Glas-Metall-Übergang) mit den Stahlflanschen des Vakuumsystems verbunden. Die Experimente in einer Vollglaszelle auszuführen bietet den Vorteil des ungehinderten optischen Zugangs aus fast allen Raumrichtungen. Außerdem können die Magnetspulen nahe an die Atome gebracht werden, was die benötigten Ströme reduziert. Schließlich befinden sich keine leitenden Metallteile in der Nähe der Spulen und beim schnellen Abschalten der Magnetfelder werden so keine Ringströme induziert, die das Abklingen der Felder verlangsamen. Hinter der Glaszelle folgt noch eine kombinierte Ionengetter- und Titansublimationspumpe mit  $150 \ell/s$  Saugleistung, die das Ultrahochvakuum in der Glaszelle erhält.

### 1.3.3. Lasersystem

Für die verschiedenen Kühlverfahren und die anschließenden Experimente ist neben der Vakuumapparatur noch ein Lasersystem nötig, das Licht der  $D_2$ -Linien von  ${}^6\text{Li}$  (Wellenlänge 671 nm, tief rot) und  ${}^{23}\text{Na}$  (Wellenlänge 589 nm, gelb) erzeugen kann. Das im NaLi-Experiment verwendete System ist ausführlich in der Diplomarbeit von Stefan Weis erläutert [WEI07]. Bisher wurde das Lasersystem für Natrium aufgebaut. Das System für Lithium folgt, sobald ein Natrium-BEC erreicht wurde. Abbildung 1.4 zeigt eine schematische Skizze des Natrium-Aufbaus.

Sämtliches Licht einer Linie wird aus einem einzigen Farbstofflaser der Firma *Radiant Dyes* gewonnen, der mit Rhodamin-6G betrieben wird. Für Lithium wird der Farbstoff DCM eingesetzt werden. Die Farbstofflaser werden von einem  $2 \times 10\text{ W}$  Scheiben-Laser gepumpt, der grünes Licht erzeugt. Sein Licht wird durch Frequenzverdopplung des infraroten Pumplichts eines Diodenlasers gewonnen. Da der Laser ohne richtungsselektive Elemente im Resonator arbeitet, können zwei Moden mit entgegengesetzter Umlaufrichtung ausgekoppelt werden, die jeweils einen der

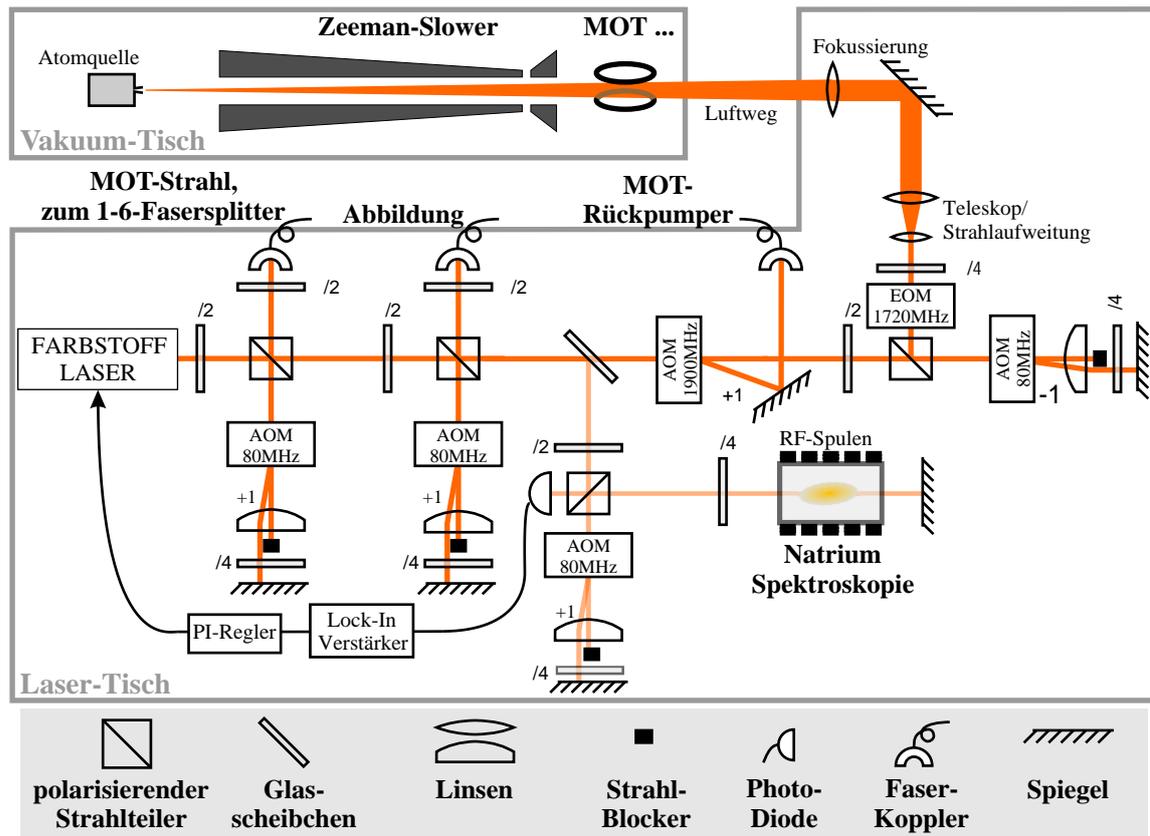


Abb. 1.4. | Aufbau des Natrium-Lasersystems. Modifizierte Abbildung, nach [WEI07].

Farbstofflaser pumpen.

Die Frequenz des Farbstofflasers ist auf einen Crossover-Peak der  $D_2$ -Linie von Natrium stabilisiert („gelockt“). Dazu wurde eine Doppler-freie Sättigungsspektroskopie aufgebaut [DEM93]. Die verschiedenen Frequenzen für die MOT, die resonante Abbildung der Atome und auch den Zeeman-Slower werden mit akusto-optischen Modulatoren (AOM), teils in retroreflektierender Konfiguration (vgl. [DON05]), daraus gewonnen. Ein AOM beugt das Licht an einer Schallwelle der Frequenz  $f_{\text{Schall}}$ , die einen Kristall durchläuft. Die ersten Beugungsordnungen sind dabei um die Frequenz  $\pm f_{\text{Schall}}$  verstimmt. Durch den retroreflektierenden Aufbau passiert das Licht den AOM zweimal auf solche Weise, dass sich seine Frequenz um  $2 \cdot f_{\text{Schall}}$  verschiebt.

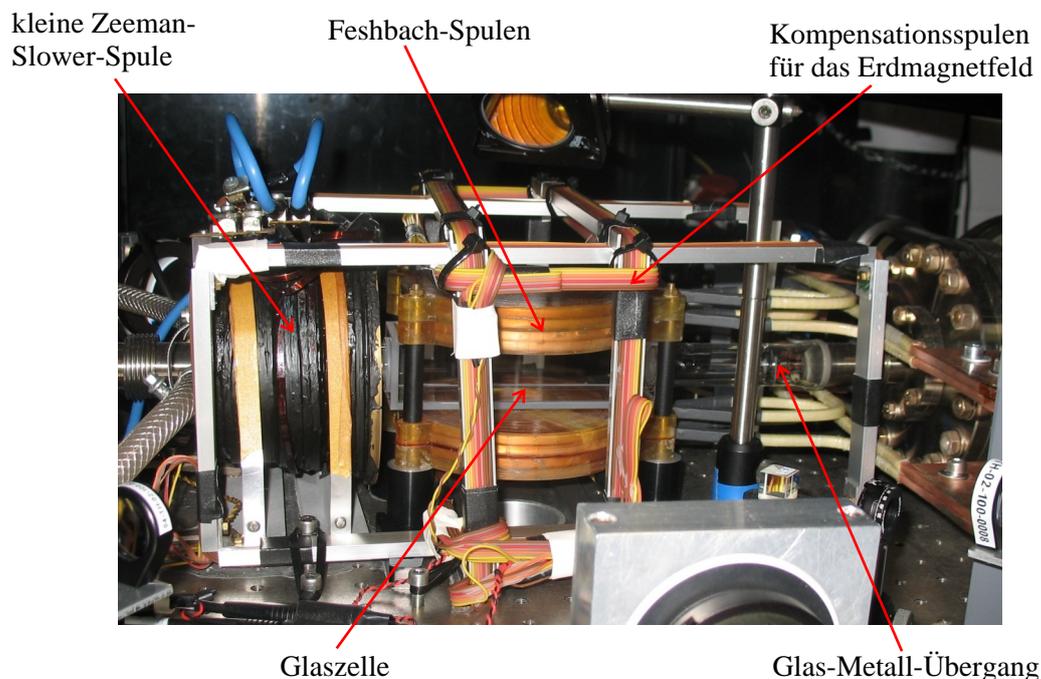
Das optische System ist auf einem separaten Tisch („Lasertisch“) aufgebaut. Das Licht wird über optische Fasern zum Vakuumssystem (auf den „Vakuumsystem“) übertragen. Nur der Laserstrahl für den Zeeman-Slower läuft direkt durch die Luft. Er geht durch das in Abb. 1.3 ganz rechts eingezeichnete Glasfenster in die Vakuumkammer. Weitere, speziell den Zeeman-Slower betreffende Details des Lasersystems finden sich in Abschnitt 3.3.4.

### 1.3.4. Magnetspulen

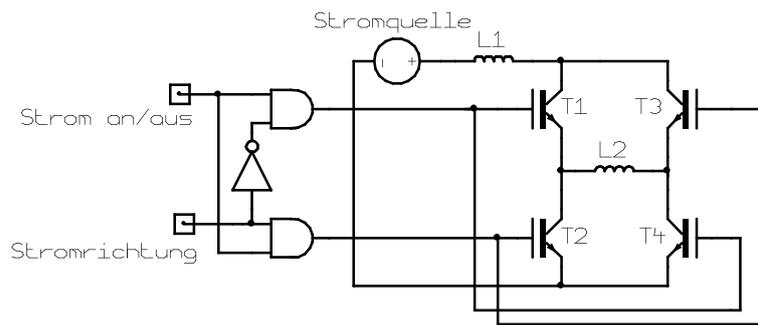
Zur Erzeugung der MOT, sowie der Magnetfalle werden dieselben Spulen eingesetzt, die auch die hohen Magnetfelder für die Ausnutzung von Feshbach-Resonanzen erzeugen. Es wird also nur ein Paar Spulen benötigt, die dann aber sowohl in Helmholtz-, als auch in Anti-Helmholtz-Konfiguration betrieben werden müssen. Um die Magnetfelder schnell an- und abschalten zu können (Schaltzeit:  $\approx 20 \mu\text{s}$ ), wurden Spulen mit wenigen Windungen entworfen, die eine niedrige

Induktivität aufweisen. Durch die kleine Windungszahl ist der Strom durch die Spulen mit bis zu 440 A sehr groß und es werden hohe Anforderungen an die Regelelektronik gestellt. Außerdem muss eine beträchtliche Verlustleistung, von etwa 2 kW, als Wärme abtransportiert werden. Die Spulen sind aus Kupferdraht mit einem quadratischen Profil (Kantenlänge 5 mm) aufgebaut, der innen ein 3 mm durchmessendes Loch aufweist. Durch das Loch wird Kühlwasser zur Wärmeabfuhr gepumpt. Abbildung 1.5 zeigt ein Foto der Spulenanordnung.

Zum Schalten der Spulen werden IGBTs (Insulated Gate Bipolar Transistor) eingesetzt. In Abb. 1.6 ist die Verschaltung der Spulen gezeigt. Diese sog. H-Brückenschaltung erlaubt das Umpolen einer der beiden Spulen, sodass zwischen Helmholtz- und Anti-Helmholtz-Konfiguration gewechselt werden kann. Dabei schalten immer zwei schräg gegenüber liegende IGBTs in den leitenden Zustand, während die anderen beiden sperren. Sind alle Transistoren im Nicht-leitenden Zustand ist das Magnetfeld ganz abgeschaltet. Die Spulen sind in Reihenschaltung angebracht, damit sich Fluktuationen des Stroms auf beide gleich auswirken. Der Aufbau und die Ansteuerung der Spulen wird ausführlich in der Diplomarbeit von Anton Piccardo-Selg beschrieben sein [PIC08].



**Abb. 1.5. | Foto der Glaszelle mit den Feshbach- und Kompensations-Spulen.**



**Abb. 1.6.** | **Verschaltung der IGBTs und Magnetspulen.** Der Eingang *Strom an/aus* schaltet alle IGBTs ab, während *Stromrichtung* die Spule L2 umpolt.

### 1.3.5. Abbildungssystem

Um Messungen an den Atomen durchführen zu können, benötigt man ein System, das die Atome in der Vakuum-Kammer detektieren kann. Wie in Experimenten zu ultrakalten Quantengasen üblich, werden die Atome mit einem resonanten Absorptionsverfahren auf eine CCD-Kamera abgebildet. Dieses Vorgehen entspricht dem Erzeugen eines Schattenbilds der Atome. Hierfür wurde ein Abbildungssystem aufgebaut, das im wesentlichen aus einer empfindlichen CCD-Kamera und einem hoch-auflösenden Objektiv besteht. Abschnitt 8 erläutert die Details des Aufbaus und des Abbildungsverfahrens. Er erläutert auch die Software, die zur Bildaufnahme genutzt wird.

### 1.3.6. Experiment-Steuerung

Der Teil II dieser Arbeit schildert den Aufbau eines PC-gestützten Steuerungssystems für das NaLi-Experiment, das hohe Anforderungen an die zeitliche Auflösung und Flexibilität der Programmierung von Experimenten erfüllt. Mit diesem System werden das Kühlverfahren und die anschließenden Experimente gesteuert. Es erledigt auch die Bildaufnahme und erste Auswertungen. Während der Experimente sind viele Einzelschritte auszuführen. So müssen etwa Laser an- und abgeschaltet werden. Deren Intensität und Frequenz wird durch AOMs angepasst, die ebenfalls programmierbar sind. Außerdem müssen die verschiedenen Magnetspulen (Zeeman-Slower, Magnetfalle etc.) angesteuert werden.

## 1.4. Gliederung

Ab Seite 13 wird in Teil I der Aufbau eines Zeeman-Slowers erläutert. Nach der Beschreibung der Theorie der Abbremsung unter Ausnutzung des Zeeman-Effekts und des technischen Aufbaus des Slowers wird seine Funktion in Abschnitt 4 durch einige Messungen bestätigt und charakterisiert.

Der zweite Teil widmet sich ab Seite 47 einer Experiment-Steuerung, die im Rahmen dieser Diplomarbeit entworfen und programmiert wurde. Das System umfasst auch eine Software zur Bildaufnahme, die in Kapitel 8, zusammen mit der Theorie der Absorptionsabbildung kalter Atome, beschrieben wird. Kapitel 9 stellt schließlich eine Sequenz vor, wie sie momentan im NaLi-Experiment beim Versuch des Ladens einer Magnetfalle eingesetzt wird.

Der ausführliche Anhang stellt neben einigen typischen Daten der Isotope  $^{23}\text{Na}$  und  $^6\text{Li}$  vor allem die Spezifikationen des Zeeman-Slowers und der Experiment-Steuerung zusammen.



**Teil I.**

# **Der Zeeman-Slower**



## 2. Theorie des Zeeman-Slowers

Dieses Kapitel erläutert die theoretischen Grundlagen des Bremsens von Atomen in einem Zeeman-Slower. Zunächst werden in 2.1 und 2.2 kurz einige Tatsachen über Atomstruktur und Zeeman-Effekt von Natrium und Lithium zusammengefasst. Die nächsten Abschnitte 2.3 bis 2.5 erläutern das Funktionsprinzip des Zeeman-Slowers und erklären die in ihm wirkenden Kraft. Die letzten zwei Abschnitte 2.6 und 2.7 erläutern realistische Modelle für die Bewegung der Atome im Slower.

### 2.1. Atomstruktur

Im NaLi-Experiment werden die beiden Isotope  $^{23}\text{Na}$  und  $^6\text{Li}$  verwendet. Bei beiden handelt es sich um Alkalimetalle, die eine abgeschlossene innere Schalen besitzen und jeweils ein einziges Valenzelektron im S-Orbital einer neuen Schale. Es handelt sich damit um Wasserstoff-ähnliche Systeme, deren Termschema sich mit denselben Mitteln wie für das Wasserstoffatom in guter Näherung berechnen lässt. Dies wird in vielen Standard-Lehrbüchern der Quantenmechanik beschrieben. Siehe etwa [COH99b, DEM02c].

Abbildung 2.1 zeigt das Termschema von  $^{23}\text{Na}$  und  $^6\text{Li}$ . Dabei wurde die Kopplung der verschiedenen quantenmechanischen Drehimpulse (Bahndrehimpuls  $l$ , Elektronenspin  $s$  und Kernspin  $I$ ) in den Atomen berücksichtigt. Die Energieniveaus zu den Hauptquantenzahlen  $n$  spalten damit in Feinstruktur und Hyperfeinstruktur auf. Zur Beschreibung eines vollen Hyperfeinstruktur-Zustandes sind sieben Quantenzahlen nötig. Zu den obigen kommen noch die gekoppelten Drehimpulse  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$  (Feinstruktur-Quantenzahlen  $j, m_j$ ) und  $\vec{F} = \vec{j} + \vec{I}$  (Hyperfeinstruktur-Quantenzahlen  $F, m_F$ ). Der Zustand lässt sich dann als  $|n, l, s, j, I, F, m_F\rangle$  oder auch in der spektroskopischen Notation  $n^{2s+1}[l]_j(F, m_F)$  schreiben. Dabei wird statt  $[l]$  das Zeichen 'S' für  $l = 0$ , das Zeichen 'P' für  $l = 1$  usw. benutzt. Ohne externes Magnetfeld sind alle  $m_F$ -Unterzustände eines Zustandes energetisch entartet.

Im folgenden werden optische Übergänge der D<sub>2</sub>-Linien von Natrium ( $3^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 3^2\text{P}_{3/2}$ ) und Lithium ( $2^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 2^2\text{P}_{3/2}$ ) betrachtet. Da nur diese beiden Übergänge für das Experiment relevant sind, wird die folgende verkürzte Notation verwendet:

$$|F, m_F\rangle = |n^2\text{S}_{1/2}, F, m_F\rangle \quad \text{und} \quad |F', m_{F'}\rangle = |n^2\text{P}_{3/2}, F', m_{F'}\rangle$$

Der Kernspin  $I$  und die Hauptquantenzahl  $n$  hängen von der Atomsorte ab (und ergeben sich also aus dem Kontext). Gestrichene Größen beziehen sich auf den angeregten Zustand und ungestrichene auf den Grundzustand.

Jeder atomare Übergang weist eine natürliche Linienbreite  $\Gamma$  auf. Sie gibt seine Resonanzbreite an (siehe auch Abschnitt 2.3). In Abb. 2.1 sind die Linienbreiten der D<sub>2</sub>-Linie mit eingezeichnet. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung der Lithium-D<sub>2</sub>-Linie liegt komplett innerhalb der Linienbreite, sodass sie experimentell nicht aufgelöst werden kann. Dies erklärt, warum das Sisyphos-Kühlverfahren für Lithium nicht funktioniert (siehe Abschnitt 1.3.1).

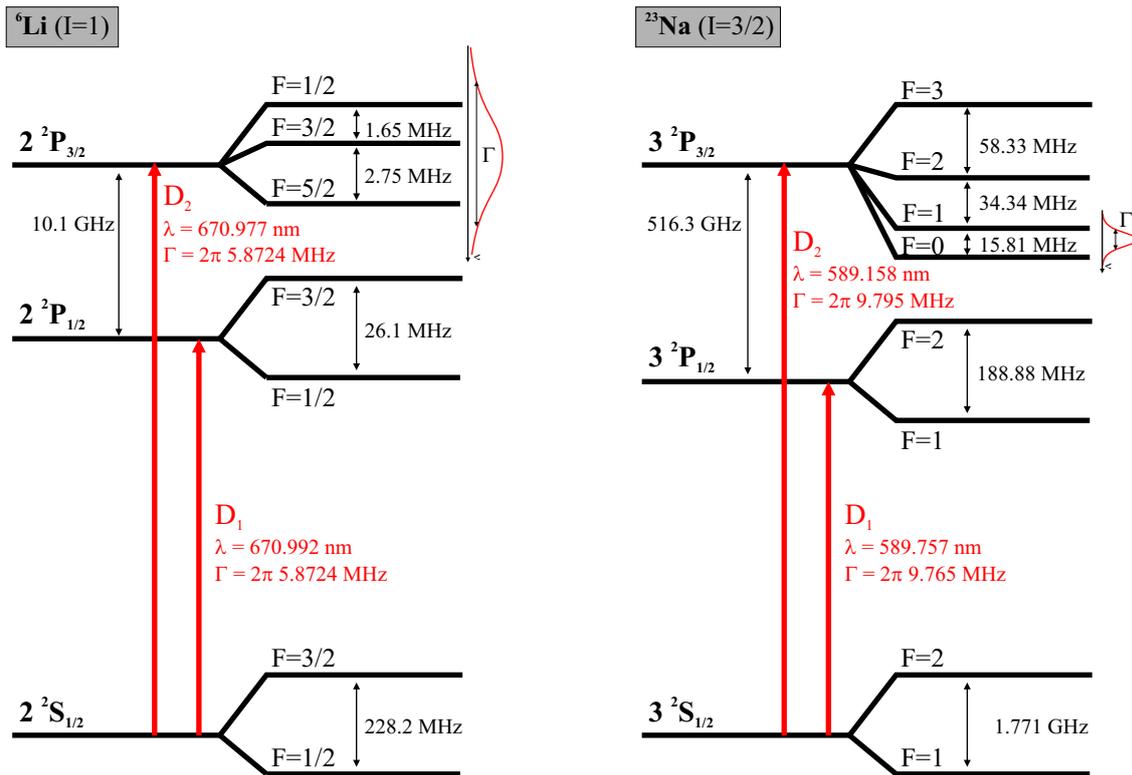


Abb. 2.1. | Fein- und Hyperfeinstruktur der  $D_1$ - und  $D_2$ -Linien von  ${}^6\text{Li}$  und  ${}^{23}\text{Na}$ . Neben den Spektren der angeregten Zustände mit  $j = 3/2$  ist jeweils die natürliche Linienbreite  $\Gamma$  des  $D_2$ -Übergangs skizziert.

## 2.2. Zeeman-Effekt der Alkali-Atome

Befindet sich das Atom in einem externen magnetischen Feld  $\vec{B}$ , so können die verschiedenen Drehimpulse im Atom an  $\vec{B}$  koppeln. Dieser sog. Zeeman-Effekt führt zu einer Aufhebung der Entartung der magnetischen Quantenzahlen, also einer Aufspaltung der zugehörigen Energieniveaus [COH99b]. Der Effekt wurde zuerst von P. Zeemann beobachtet [ZEE1897]. Besonders interessant ist für diese Diplomarbeit der Zeeman-Effekt der Fein- und Hyperfeinstruktur, der beispielhaft für den  $2\ ^2S_{1/2}$ -Zustand von  ${}^6\text{Li}$  in Abb. 2.2 gezeigt ist. Ähnliche Diagramme für alle, im Zusammenhang dieser Diplomarbeit wichtigen, Niveaus finden sich in Anhang A.2 und A.3. Der atomare Hamiltonoperator  $\hat{H}_0$  wird dabei durch einen Term  $\hat{H}_{\text{Zeeman}}$  gestört, der sich oBdA mit  $\vec{B} = B \cdot \vec{e}_z$  zu

$$\hat{H}_{\text{Zeeman}} = -\mu_B \cdot B \cdot (g_S \hat{S}_z + g_I \hat{L}_z + g_I \hat{I}_z) \quad (2.2.1)$$

ergibt. Hier wurden die sog.  $g$ -Faktoren eingeführt, die im Anhang A tabelliert sind. Ist die Zeeman-Aufspaltung klein gegen die Hyperfeinstrukturaufspaltung (*Zeeman-Regime*), so bleibt die Kopplung von  $I$  und  $j$  erhalten, und der Zeeman-Effekt lässt sich als Störung der Hyperfeinstruktur-Zustände  $|\dots, F, m_F\rangle$  betrachten. Für die Energieeigenwerte von (2.2.1) gilt dann [DEM02c]:

$$\Delta E_{\text{Zeeman}}(m_F) = -\mu_B \cdot g_F \cdot m_F \cdot B \quad \text{mit} \quad g_F \approx g_j \cdot \frac{F(F+1) - I(I+1) + j(j+1)}{2F(F+1)} \quad (2.2.2)$$

Wird die Zeeman-Aufspaltung größer als die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung, bleibt aber klein gegen die Feinstrukturaufspaltung (*Paschen-Back-Regime*), so entkoppeln  $I$  und  $j$  und man muss

eine Störung der Feinstruktur-Niveaus  $|\dots, J, m_J\rangle$  betrachten:

$$\Delta E_{\text{Paschen-Back}}(m_j) = -\mu_B \cdot g_j \cdot m_j \cdot B \quad \text{mit} \quad g_j \approx 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (2.2.3)$$

Eine numerische Berechnung der Zeeman-Aufspaltung über beide Regime hinweg findet sich in Anhang C.

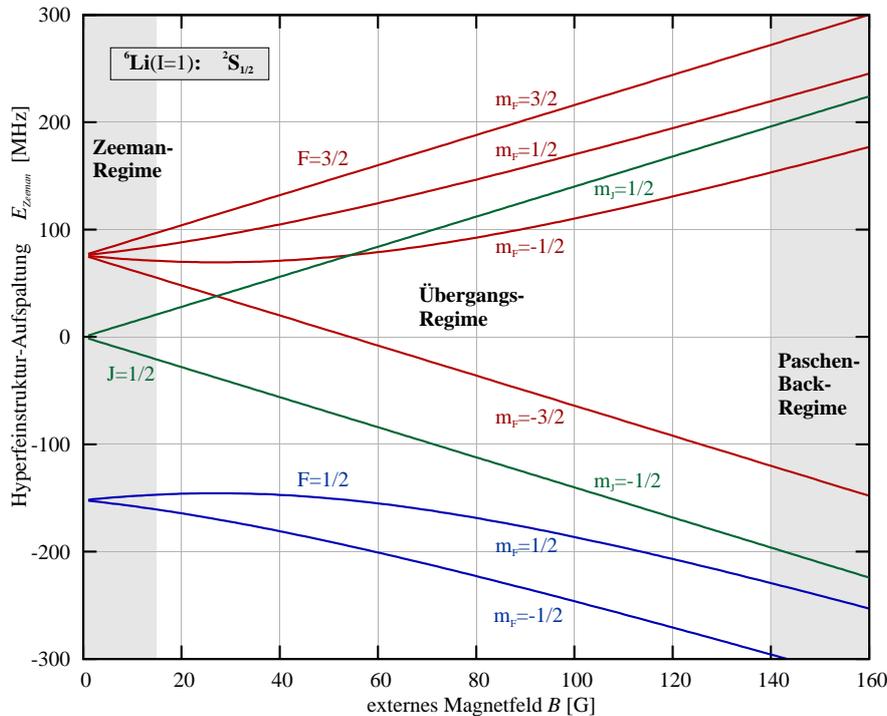


Abb. 2.2. | Zeeman-Aufspaltung des  $2^2S_{1/2}$ -Zustandes von  ${}^6\text{Li}$  im Zeeman-, Übergangs- und Paschen-Back-Regime. Die Zeeman-Aufspaltung der Feinstruktur-Linie (Aufspaltung nach  $m_j$ -Quantenzahlen, siehe Gleichung (2.2.3)) ist grün eingezeichnet.

## 2.3. Streukraft

Wie in der Einleitung bereits angedeutet, beruht das Abbremsen von Atomen im Zeeman-Slower auf Streuvorgängen zwischen den Atomen und Photonen aus einem Laserstrahl (Wellenlänge  $\lambda_{\text{Laser}}$ , Wellenvektor  $k_{\text{Laser}} = 2\pi/\lambda_{\text{Laser}}$ , Frequenz  $\omega_{\text{Laser}}$ ). Die Photonen werden dabei absorbiert und spontan wieder emittiert (siehe Abb. 2.3). Aufgrund der Impulserhaltung ergibt die Streuung einen kleinen Impulsübertrag  $\Delta p$  auf das Atom.

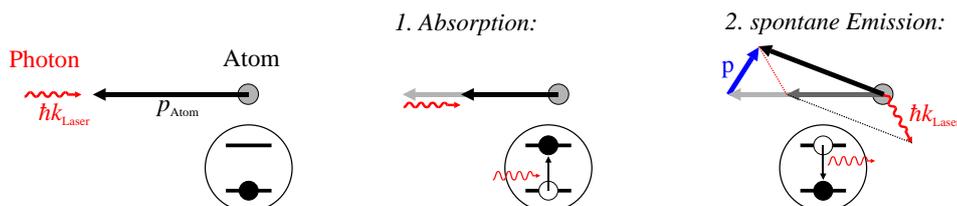


Abb. 2.3. | Anschauliche Darstellung der Streuung eines Photons an einem Atom.

Die Photonen des Laserstrahles sind so gerichtet, dass der Impulsübertrag durch ihre Absorption vornehmlich entgegen der Bewegung der Atome erfolgt. Die spontane Emission der absorbierten Photonen erfolgt gleichverteilt in alle Raumrichtungen. Insgesamt ergibt sich damit über viele Absorptions-Emissions-Zyklen gemittelt eine Kraft, die entgegen der Bewegungsrichtung wirkt. Die induzierte Emission erfolgt in Richtung der eingestrahnten Photonen, sodass sich kein Bremseffekt ergibt. In transversaler Richtung führen die Atome durch die zufälligen Streuungen einen Random-Walk aus, auf den in Abschnitt 2.6.2 näher eingegangen wird.

Die Streurrate  $R(\vec{r}, \vec{v}) = \dot{N}_{\text{streu}}$  für Photonen an einem Zwei-Niveau-Atom ergibt sich nach [MET99] zu:

$$R(\vec{r}, \vec{v}) = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2\delta(\vec{r}, \vec{v})}{\Gamma}\right)^2} \quad (2.3.1)$$

Dabei ist  $\delta(\vec{r}, \vec{v}) = \omega_{\text{Laser}} - \omega_0$  die Frequenzverstimmung des Laserstrahls gegen die Resonanzfrequenz  $\omega_0$  des atomaren Übergangs und  $\Gamma$  die Linienbreite des angeregten Übergangs. Außerdem bezeichnet  $s_0 = I/I_S$  den Sättigungsparameter, der die eingestrahlte Laserintensität  $I$  zur Sättigungsintensität  $I_S$  des Übergangs in Beziehung setzt (für Natrium gilt auf der  $D_2$ -Linie  $I_S \approx 6.3 \text{ mW/cm}^2$ ). In Abb. 2.4 ist die Streurrate  $R$  als Funktion des Sättigungsparameters  $s_0$  und der Verstimmung  $\delta$  gezeigt. Das linke Bild zeigt, dass sich die Streurrate für starke Übersättigung ( $s_0 \rightarrow \infty$ ) dem Grenzwert  $R_{\text{max}} = \frac{\Gamma}{2}$  annähert. Im rechten Bild erkennt man den Resonanzcharakter der Photonenstreuung. Mit steigender Leistung verbreitert sich die Resonanz. Dieser Effekt wird als Leistungsverbreiterung bezeichnet.

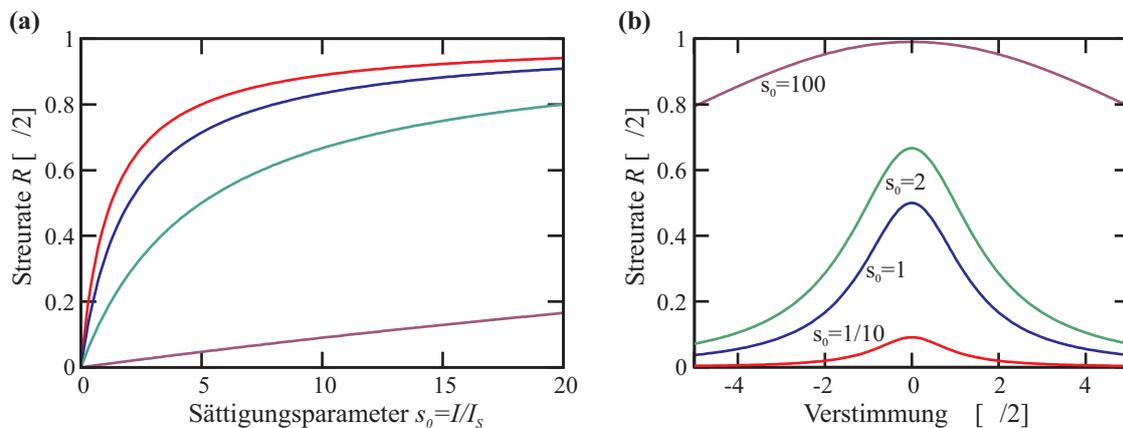
Pro Streuvorgang wird im Mittel der Rückstoßimpuls  $p_{\text{rec}} = \hbar k_{\text{Laser}}$  auf das Atom übertragen. Die über viele Streuvorgänge gemittelte Streukraft ergibt sich zu:

$$F_{\text{Streu}}(\vec{r}, \vec{v}) = \frac{d(N_{\text{streu}} \cdot p_{\text{rec}})}{dt} = \hbar k_{\text{Laser}} \cdot R(\vec{r}, \vec{v}) \quad (2.3.2)$$

Dabei ist  $N_{\text{streu}}$  die Anzahl von Streuvorgängen. Mit der maximalen Streurrate  $\Gamma/2$  lässt sich somit eine maximale Beschleunigung berechnen, die auf ein Atom wirkt:

$$a_{\text{max}} = \frac{F_{\text{Streu,max}}}{m} = \frac{2\pi\hbar}{m \cdot \lambda_{\text{Laser}}} \cdot \frac{\Gamma}{2} \quad (2.3.3)$$

Mit den Daten für die  $D_2$ -Linien von Lithium und Natrium, die sich in Anhang A.2 und A.3 finden,



**Abb. 2.4.** | (a) Streuraten  $R$  eines atomaren Überganges in Abhängigkeit vom Sättigungsparameter  $s_0$  und (b) in Abhängigkeit der Verstimmung  $\delta$ .

erhält man folgende Werte:

$$a_{\max}({}^6\text{Li}) = 1.82 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \approx 1.9 \cdot 10^5 \cdot g, \quad a_{\max}({}^{23}\text{Na}) = 0.91 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \approx 0.9 \cdot 10^5 \cdot g \quad (2.3.4)$$

Solch hohe Beschleunigungen ergeben sich, trotz des sehr kleinen Impulsübertrags pro gestreutem Photon, weil sehr viele Streuvorgänge kurzer Zeit ablaufen. Es soll nochmals hervorgehoben werden, dass die Streukraft eine statistische Kraft ist. Die oben angegebenen Formeln gelten nur bei Mittelung über sehr viele Streuungen. In Abschnitt 2.6 wird dieser statistische Charakter beim sog. transversalen Heizen deutlich.

## 2.4. Laserkühlen eines Atomstrahles

Mit der Streukraft aus dem letzten Abschnitt lassen sich Atome abbremsen. Im Mittel wird pro Streuvorgang der einfache Rückstoßimpuls auf das Atom übertragen, der für die Natrium  $D_2$ -Linie etwa  $p_{\text{rec}} = \hbar k_{\text{Laser}} = 1.12 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$  beträgt. Geht man von einem  ${}^{23}\text{Na}$ -Atom mit einem Impuls von  $2.67 \cdot 10^{-23} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$  aus (dies entspricht einem Atom der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit  $700 \text{ m/s}$ , aus einem Atomofen bei etwa  $350^\circ\text{C}$ ), so benötigt man mindestens

$$N_{\text{streu}} = \frac{p_{\text{Atom}}}{p_{\text{rec}}} = \frac{m_{\text{Na}} \cdot 700 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{p_{\text{rec}}} \approx 24000$$

Streuvorgänge, um es bis zum Stillstand abzubremsen (für Lithium ergibt sich  $N_{\text{streu}} \approx 8000$ ). Dies ist die typische Größenordnung für die Anzahl an Streuvorgängen in einem Zeeman-Slower.

Da sich die Atome bewegen, werden sie aufgrund des Dopplereffekts das eingestrahlte Laserlicht allerdings immer um

$$\delta_{\text{Doppler}} = -\vec{k}_{\text{Laser}} \cdot \vec{v}_{\text{Atom}} = -k_{\text{Laser}} \cdot v_{\text{Atom}} \cdot \cos \theta \quad (2.4.1)$$

verschoben sehen, wobei  $\theta = \angle(\vec{v}_{\text{Atom}}, \vec{k}_{\text{Laser}})$  der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung und der Laser-Ausbreitungsrichtung ist (siehe [MET99, DEM02c]). Für die Natrium- $D_2$ -Linie gilt bei  $\theta = 180^\circ$ :

$$\delta_{\text{Doppler}} = 2\pi \cdot 1.697 \frac{\text{MHz}}{\text{m/s}} \cdot v_{\text{Atom}}$$

Der Doppler-Verschiebungsterm in (2.4.1) führt dazu, dass die Atome nach wenigen Streuvorgängen nicht mehr in Resonanz mit dem Laser sind. Die Streurrate und damit die Bremswirkung nimmt so rapide ab. Um trotzdem eine merkliche Abbremsung der Atome zu erhalten wurden verschiedene Ansätze zum Ausgleich des Doppler-Effekts entwickelt (eine gute Übersicht findet sich in [MET99]):

- *Licht variabler Frequenz:* Man ändert die Frequenz des Lasers mit der Zeit, sodass der Laser zu einem Paket von Atomen in Resonanz bleibt. Das Verfahren wird auch als „*chirped slowing*“ bezeichnet und wurde zuerst von J. V. Prodan et al. mit Natrium demonstriert [PRO84]. Der hauptsächliche Nachteil dieser Methode liegt darin, dass langsame Atome nur in kurzen Pulsen und mit relativ langen Pausen dazwischen, produziert werden.
- *Breitbandiges Licht:* Hierbei wird spektral breitbandiges Licht verwendet, sodass immer Photonen vorhanden sind, die zum Doppler-verschobenen atomaren Übergang resonant sind. Dieses Verfahren wurde zuerst in [MOI84] vorgeschlagen. In [ZHU91] wurde mit Hilfe eines elektro-optischen Modulators (EOM) ein breites Seitenbandspektrum (Rauschen) auf einen zur  $D_2$ -Linie resonanten Laser moduliert, um Atome bis auf etwa  $35 \text{ m/s}$  abzubremsen. Der größte Nachteil dieser Methode liegt darin, dass sehr viel Laserleistung benötigt wird (im Vergleich zu den anderen Methoden, die hier vorgestellt werden), weil sie nicht auf eine schmale Linie begrenzt bleibt, sondern über einen weiten Spektralbereich hoch sein muss.

- *Isotropes Licht:* W. Ketterle et al. haben gezeigt, dass Atomstrahlen auch mit isotropem Laserlicht gebremst werden können [KET92]. Dabei streuen Atome unterschiedlicher Geschwindigkeitsklassen Licht, das unter verschiedenen Winkeln  $\theta = \angle(\vec{v}, \vec{k})$  auf sie trifft und kompensieren so die Dopplerverschiebung. Solches isotropes Licht kann durch Streuung an einer diffus reflektierenden Oberfläche erzeugt werden. Ebenso wie beim Bremsen mit breitbandigem Licht wird hier sehr viel Laserleistung (im Vergleich zu den anderen Techniken) gebraucht.
- *Stark-Effekt:* Der Stark-Effekt beschreibt die Störung der Atomniveaus durch ein elektrisches Feld. Damit lässt sich die Dopplerverschiebung der Atome ausgleichen. Dies wurde z.B. für Natrium in [GAG94] gezeigt.
- *Zeeman-Effekt:* Hierbei wird die Dopplerverschiebung durch den in Abschnitt 2.2 eingeführten Zeeman-Effekt ausgeglichen, indem ein räumlich variierendes Magnetfeld erzeugt wird. Dieses Verfahren wird im folgenden Abschnitt 2.5 ausführlich beschrieben, da es auch im NaLi-Experiment zum Einsatz kommt. Es war das erste Verfahren, das experimentell umgesetzt werden konnte, siehe [PHI82].

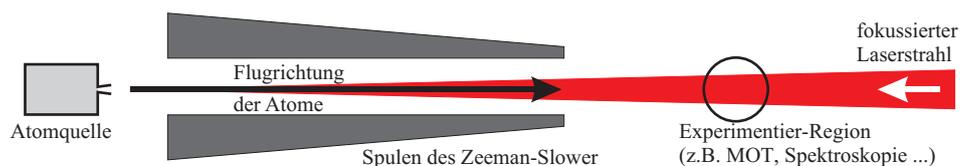
## 2.5. Funktionsprinzip des Zeeman-Slowers

### 2.5.1. Resonanzbedingung

Abbildung 2.5 zeigt den Aufbau eines typischen Experimentes mit einem Zeeman-Slower. Wie bereits im letzten Abschnitt kurz erwähnt, nutzt man in einem Zeeman-Slower ein örtlich variables Magnetfeld, um die Atome mit einem Laserstrahl in Resonanz zu halten, also die Dopplerverschiebung während des Bremsens auszugleichen. Dieses Ausgleichen lässt sich mathematisch am einfachsten in einer Resonanzbedingung fassen. Für den Zeeman-Slower erhält man diese durch Aufaddieren der verschiedenen Verschiebungen (vgl. [WIT92]):

$$\begin{aligned} \delta(\vec{r}, \vec{v}) &= \delta_0 + \delta_{\text{Doppler}}(v) - \delta_{\text{Zeeman}}(z) = \\ &= \delta_0 + k_{\text{Laser}} \cdot v_{\text{Atom}} - \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot [m_{je}g_{je} - m_{jg}g_{jg}] \cdot B(z) \stackrel{!}{=} 0 \end{aligned} \quad (2.5.1)$$

Dabei ist  $\delta_0 = \omega_{\text{Laser}} - \omega_0$  die Verstimmung des Lasers von der atomaren Nullfeld-Übergangsfrequenz  $\omega_0$ . Desweiteren ist  $\delta_{\text{Doppler}}(v)$  die geschwindigkeitsabhängige Dopplerverschiebung und  $\delta_{\text{Zeeman}}(z)$  die ortsabhängige Zeemanverschiebung. Man beachte auch die unterschiedlichen Vorzeichen von  $\delta_{\text{Doppler}}$  und  $\delta_{\text{Zeeman}}$ . Die Parameter  $m_{je} = -j_e \cdot j_e$  und  $g_{je}$  sind die magnetische Quantenzahl und der Landé-Faktor des angeregten Niveaus und  $m_{jg} = -j_g \cdot j_g$  und  $g_{jg}$  die entsprechenden Größen für den Grundzustand. Hier wird die Aufspaltung der Feinstruktur betrachtet, da das ortsabhängige Magnetfeld  $B(z)$  fast überall groß genug ist, um die Hyperfeinstruktur-Kopplung



**Abb. 2.5.** | Typischer Aufbau eines Atomstrahl-Experiments mit Zeeman-Slower. Aus einer Quelle werden schnelle Atome emittiert, die von einem Zeeman-Slower gebremst werden, um sie dann für weitere Experimente, wie etwa bei NaLi eine MOT, zu verwenden.

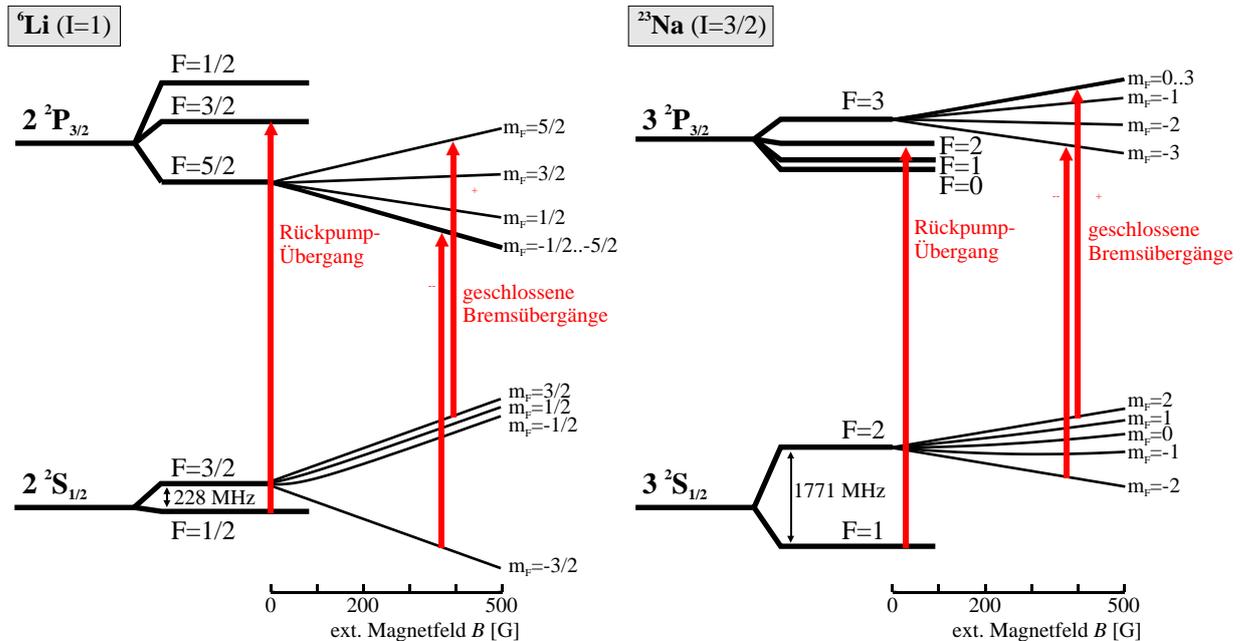
aufzuheben (siehe Abschnitt 2.2). Nur bei  $B \approx 0$  gilt diese Näherung nicht, worauf ausführlich in Abschnitt 2.7.2 eingegangen wird.

Der Zeeman-Slower des NaLi-Experiments nutzt die Übergänge  $|F, m_F\rangle = |2, \pm 2\rangle$  nach  $|F', m_{F'}\rangle = |3, \pm 3\rangle$  der  $D_2$ -Linie von Natrium und die Übergänge  $|3/2, \pm 3/2\rangle$  nach  $|5/2, \pm 5/2\rangle$  der Lithium- $D_2$ -Linie (siehe Abb. 2.6). Dabei handelt es sich im starken Magnetfeld um geschlossene Übergänge.

Um aus der Resonanzbedingung (2.5.1) ein Magnetfeld  $B(z)$  zu berechnen muss man Annahmen treffen und eine der zwei Unbekannten ( $v_{\text{Atom}}$  und  $B(z)$ ) so eliminieren. Hier wird angenommen, dass mit konstanter Beschleunigung gebremst wird. Für diese Beschleunigung  $a$  gilt:

$$a = \xi \cdot a_{\text{max}} \stackrel{(2.3.3)}{=} \xi \cdot \frac{2\pi\hbar}{m \cdot \lambda_{\text{Laser}}} \cdot \frac{\Gamma}{2} \quad \text{mit} \quad 0 < \xi \leq 1 \quad (2.5.2)$$

Der dimensionslose Faktor  $\xi$  berücksichtigt, dass durch Ungenauigkeiten bei der Spulherstellung (das ideale Magnetfeld wird nicht perfekt erzeugt) und endliche Sättigung  $s_0 < \infty$  nie die maximale Beschleunigung  $a_{\text{max}}$  erreicht wird. Für den NaLi-Slower wurde  $\xi \approx 0.5$  gewählt, was etwa einer Sättigung von  $s_0 = 1$  entspricht. In anderen Experimenten sind Faktoren in der Größenordnung von bis zu  $\xi = \frac{2}{3}$  üblich (siehe z.B. [GÜN04]).



**Abb. 2.6.** | Atomare Übergänge von  ${}^{23}\text{Na}$  und  ${}^6\text{Li}$  für den Zeeman-Slower. Die Zeichnungen basieren auf den Graphen aus Anhang A.2 und A.3. Aufgrund der Skalierung können die Hyperfeinstruktur-niveaus teilweise nicht mehr unterschieden werden und sind mit  $m_F = -1/2..-5/2$ , bzw.  $m_F = 0..3$  beschriftet.

## 2.5.2. Einfache, geradlinige Bewegung im Zeeman-Slower

Man kann die effektive Beschleunigung  $a$  im Zeeman-Slower nun in die Bewegungsgleichungen für geradlinige, beschleunigte Bewegungen einsetzen und erhält einen Ausdruck für den Weg  $L(a)$ , der nötig ist, um das Atom von  $v_{\text{max}}$  auf  $v_{\text{end}}$  zu bremsen:

$$L(a) = L(\xi \cdot a_{\text{max}}) = \frac{1}{\xi} \cdot \frac{1}{2} \frac{v_{\text{max}}^2 - v_{\text{end}}^2}{a_{\text{max}}} \quad (2.5.3)$$

Für den NaLi-Zeeman-Slower sind typische Werte  $v_{\max} = 700 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  und  $v_{\text{end}} = 30 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  (siehe Abschnitt 1.3.1). Die Einfanggeschwindigkeit  $v_{\max}$  ist ein Parameter, der sich im Experiment in gewissen Grenzen einstellen lässt. Die Endgeschwindigkeit ist durch die maximale Einfanggeschwindigkeit unserer MOT gegeben (siehe Anhang D). Man kann mit diesen Geschwindigkeiten typische Bremswege berechnen, die auch jeweils der minimalen Länge des Slowers entsprechen:

$$\begin{aligned} \xi = 1 & \Rightarrow L_{\min}(^{23}\text{Na}) = 27 \text{ cm}, \quad L_{\min}(^6\text{Li}) = 13 \text{ cm} \\ \xi = 0.5 & \Rightarrow L_{\min}(^{23}\text{Na}) = 54 \text{ cm}, \quad L_{\min}(^6\text{Li}) = 27 \text{ cm}. \end{aligned}$$

Löst man die Bewegungsgleichungen nach der Geschwindigkeit  $v(z)$  der Atome auf, so erhält man die Trajektorie  $(z, v(z))$  der Atome im Slower. Mit der Abkürzung  $L_s = L(\xi \cdot a_{\max})$  für die Länge des Zeeman-Slowers gilt:

$$v(z) = v_{\max} \cdot \sqrt{1 - \frac{z}{L_s}}. \quad (2.5.4)$$

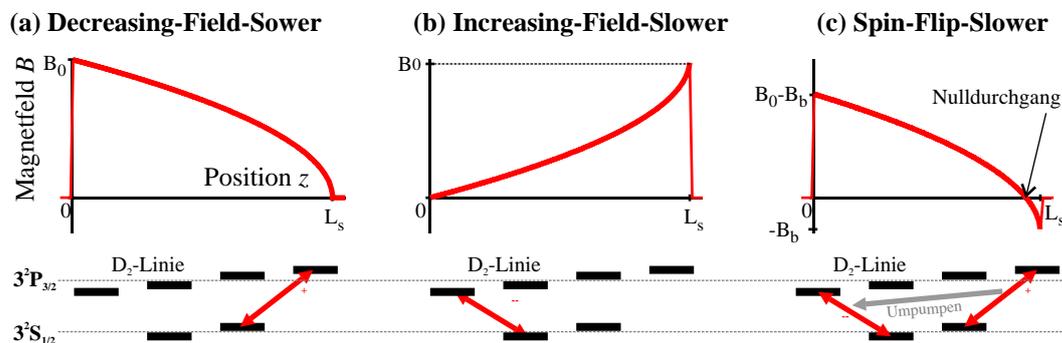
### 2.5.3. Ideales Magnetfeld im Zeeman-Slower

Nun kann man das in (2.5.4) errechnete Geschwindigkeitsprofil  $v(z)$  nutzen, um zusammen mit der Resonanzbedingung (2.5.1) einen Ausdruck für das Magnetfeld abzuleiten. Man erhält:

$$\begin{aligned} B(z) &= B_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{z}{L_s}} + B_b \\ B_0 &= \frac{\hbar k_{\text{Laser}} \cdot v_{\max}}{\mu_B \cdot [m_{je} g_{je} - m_{jg} g_{jg}]} \quad \text{und} \quad B_b = \frac{\hbar \delta_0}{\mu_B \cdot [m_{je} g_{je} - m_{jg} g_{jg}]} \end{aligned} \quad (2.5.5)$$

In (2.5.5) gibt es drei freie Parameter  $L_s, B_0$  und  $B_b$ , deren Bedeutung aus Abb. 2.7 hervorgeht. Sie sind mit den Parametern der Atombewegung und der Streukraft gekoppelt. So hängen Laserverstimmung  $\delta_0$  und das Feld  $B_b$ , sowie die Einfanggeschwindigkeit  $v_{\max}$  und  $B_0$  zusammen. Für den NaLi-Slower ergibt sich mit  $v_{\max} = 700 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  das Feld  $B_0 = 849 \text{ G}$ . In Abb. 2.7 ist der Verlauf des Magnetfeldes für verschiedene Parameterkombinationen gezeichnet. Man unterscheidet üblicherweise drei Konfigurationen des Magnetfeldes:

1. **Decreasing-Field-Slower ( $B_b = 0$ ):** In dieser Konfiguration (siehe [PHI82]) fällt das Magnetfeld von seinem Maximalwert auf  $B(L_s) = 0$  ab. Die Endgeschwindigkeit der Atome



**Abb. 2.7.** | Theoretisch berechnetes Magnetfeld eines Zeeman-Slowers und die genutzten Übergänge in der Feinstruktur. In den Abbildungen (a-c) sind die Magnetfelder nach Gleichung (2.5.5) für die drei üblichen Parameterkombinationen gezeigt. Unter den Magnetfeld-Verläufen sind jeweils die Feinstruktur-Niveaus der  $D_2$ -Linie gezeichnet. Darin ist auch der jeweils genutzte atomare Übergang dargestellt.

wird allein durch die kleine Laserverstimmung  $\delta_0$  bestimmt, und es gilt  $v_{\text{end}} = \delta_0/k_{\text{Laser}}$ . Der große Vorteil dieser Konfiguration liegt darin, dass am Ende des Zeeman-Slowers keine Magnetfelder vorliegen, die weitere Experimente stören könnten. Ihr Nachteil ist, dass sich die Atome, die den Zeeman-Slower verlassen, im magnetfeldfreien Raum weiterhin mit dem Laserlicht in Resonanz befinden. So können sie u.U. in den Zeeman-Slower zurückgetrieben werden. Außerdem kann der resonante Laserstrahl weitere Experimente stören.

2. **Increasing-Field-Slower** ( $B_b = -B_0$ ): In dieser Konfiguration (erste Realisierung: [BAR91]) nimmt das Magnetfeld von  $B(0) = 0$  an bis zu seinem Maximalwert  $B(L_s) = B_0$  zu. Die Einfangeschwindigkeit der Atome ist hier nur durch die Laserverstimmung  $\delta_0$  gegeben, da die Atome schon am Anfang des Slowers ( $B = 0$ ) in Resonanz sein müssen. Es gilt  $\delta_0 = k_{\text{Laser}} \cdot v_{\text{max}}$ . Dies führt zu recht hohen Verstimmungen von einigen Hundert Megahertz bis zu einigen Gigahertz. Dies bietet den Vorteil, dass der Laser des Zeeman-Slower nachfolgende Experimente nicht stört, wenn diese bei niedrigen Magnetfeldern ablaufen. Dafür ist aber auch das Maximum des Magnetfeldes nahe beim Experiment, und zusätzliche Maßnahmen sind zu ergreifen, um ein schnelles Abklingen des Magnetfeldes zu erreichen.
3. **Spin-Flip-Slower** ( $-B_0 \leq B_b \leq 0$ ): Im NaLi-Experiment wurde die sog. Spin-Flip-Konfiguration gewählt. Hierbei weist das Magnetfeld einen Nulldurchgang auf. Diese Konfiguration vereint die Vorteile der vorgenannten Konfigurationen. Zum einen ist das Magnetfeld nahe am Experiment nicht zu groß (in unserem Experiment etwa  $-214\text{G}$ ), sodass man einen schnellen Abfall des Feldes leicht erreichen kann. Zum anderen ist das Laserlicht aber deutlich verstimmt ( $\delta_0 = -350\text{MHz}$ ), sodass es die weiteren Experimente nicht stört. Außerdem ist das maximal zu erzeugende Magnetfeld  $B_0 - |B_b|$  kleiner als bei den anderen Typen, sodass auch hier weniger Aufwand nötig ist. Als Nachteil besitzt diese Art von Zeeman-Slower einen Nulldurchgang im Magnetfeld. Dort wechselt aus Sicht der Atome mit dem Vorzeichen des Magnetfeldes auch die Quantisierungsachse (deshalb Spin-Flip), sodass ein Umpumpen zwischen den Hyperfeinstruktur-Zuständen nötig ist (siehe Abb. 2.7(c), unten). Am Nullpunkt besteht außerdem die Möglichkeit, Atome in einen Dunkelzustand (bzgl. des Bremsübergangs des Zeeman-Slowers) zu pumpen, sodass diese verloren gehen. Diese Vorgänge werden ausführlich in Abschnitt 2.7 besprochen.

#### 2.5.4. Steigung des Magnetfeldes

Die Steigung  $\left| \frac{dB}{dz} \right|$  des Magnetfeldes ist aufgrund der durch  $a_{\text{max}}$  begrenzten Beschleunigung ebenfalls begrenzt (vgl. [MAY02, NAP90]). Es gilt:

$$a_{\text{max}} \geq a = \frac{dv}{dt} = v \cdot \frac{dv}{dz}$$

Setzt man in diesen Ausdruck die nach  $v(z)$  aufgelöste Resonanzbedingung (2.5.1) ein, also  $v(z) = \mu_B B(z) \cdot [m_{je}g_{je} - m_{jg}g_{jg}] / \hbar k_{\text{Laser}} - \delta_0 / k_{\text{Laser}}$ , so erhält man weiter:

$$\left| \frac{dB}{dz} \right| \leq \frac{\hbar k_{\text{Laser}} a_{\text{max}}}{\mu_B \cdot [m_{je}g_{je} - m_{jg}g_{jg}]} \cdot \frac{1}{v(z)} \quad (2.5.6)$$

Beim Design des Zeeman-Slowers ist unbedingt darauf zu achten, dass diese Bedingung eingehalten wird. Atome, die einmal die Resonanz verlassen, sind für den Bremsvorgang verloren, weil sie mit zu hoher Geschwindigkeit in Bereiche kleinen Magnetfeldes eintreten.

In Abb. 2.8 ist die Steigung  $\left| \frac{dB}{dz} \right|$  für einen Zeeman-Slower dargestellt. Am Ende des Slowers (bei  $z = L_s$ ) divergiert sie, und die Atome fallen aus der Resonanz. Bei realen Zeeman-Slowern

können vor Allem Unebenheiten im Feldverlauf die Bedingung (2.5.6) lokal verletzen. Sie sind daher zu vermeiden.

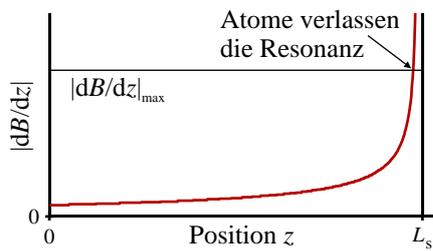


Abb. 2.8. | Steigung  $|\frac{dB}{dz}|$  des Magnetfeldes eines idealen Zeeman-Slowers.

### 2.5.5. Länge des Zeeman-Slowers

Der letzte freie Parameter des Magnetfeldes eines Zeeman-Slowers ist seine Länge. Nach Gleichung (2.5.3) hängt sie von  $1/\xi$  und damit von der Sättigung  $s_0$  ab. Damit skaliert  $L_s$  nach Gleichung (2.3.1) mit  $(s_0 + 1)/s_0$ . Diese Abhängigkeit ist in Abb. 2.9 dargestellt: Eine starke Erhöhung der Sättigung  $s_0$  hat einen immer kleineren Effekt auf die Länge des Zeeman-Slowers. Für den NaLi-Zeeman-Slower wurde ein Wert von  $s_0 = 1$  angenommen, weil in der Planungsphase noch nicht klar war, wie viel Laserleistung für den Zeeman-Slower-Strahl zur Verfügung stehen würde. Mit unserer (sehr konservativen) Wahl erhält man einen relativ langen Slower, der dafür aber auch mit wenig Laserleistung funktioniert.

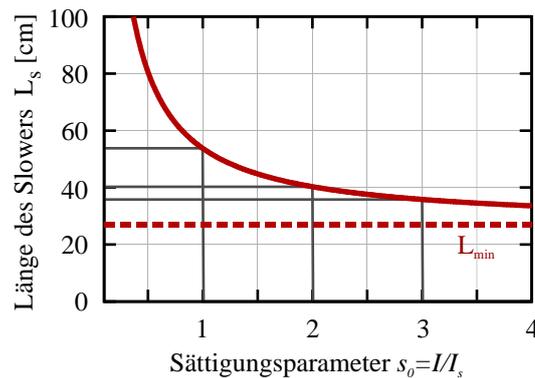


Abb. 2.9. | Länge eines Zeeman-Slowers in Abhängigkeit vom Sättigungsparameter  $s_0$ . Für verschiedene Sättigungsparameter ist die zugehörige Länge des Zeeman-Slowers markiert. Die Kurve  $L_s(s_0)$  nähert sich asymptotisch der Linie  $L_{\min}$ , die die minimale Länge angibt. Die Parameter für die Grafik waren: Natrium-Atome,  $v_{\max} = 700 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ,  $v_{\text{end}} = 30 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  und  $\xi = 1$ .

## 2.6. Bewegung eines Atoms in einem Zeeman-Slower

Im letzten Abschnitt wurde das Funktionsprinzip eines Zeeman-Slowers ausführlich erklärt. Dabei wurde allerdings eine idealisierte Trajektorie  $v(z)$  (siehe (2.5.4)) der Atome im Slower angenommen. Dieser Abschnitt beschreibt nun realistische Modelle für die Bewegung im Zeeman-Slower.

### 2.6.1. Longitudinale Bewegung

Eine realistische Trajektorie lässt sich durch die numerische Lösung der Differentialgleichung (DGL) des Zeemanslowers berechnen. Diese lässt sich mit

$$m_{\text{Atom}} \cdot a = m_{\text{Atom}} \ddot{z} = F_{\text{Streu}}(z, \dot{z})$$

aus der Streukraft (2.3.2) ableiten. Dabei ist  $m_{\text{Atom}}$  die Masse der zu bremsenden Atomspezies. Die DGL zweiter Ordnung beschreibt dann die longitudinale Bewegung der Atome. Sie kann auch als System von Differentialgleichungen erster Ordnung geschrieben werden:

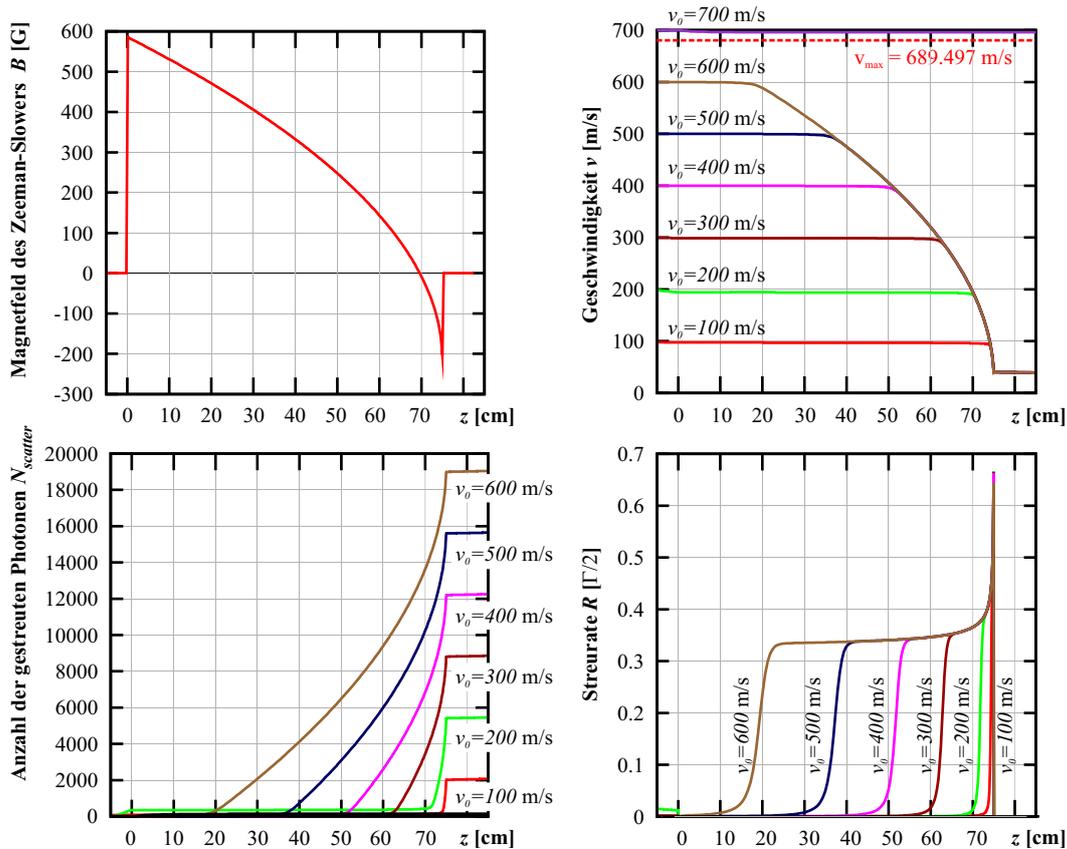
$$\begin{aligned} \dot{z} &= v \\ \dot{v} &= \frac{\hbar k_{\text{Laser}} \cdot \Gamma}{2m_{\text{Atom}}} \cdot \frac{s_0}{1 + s_0 + \left[ \frac{\delta_0 + k_{\text{Laser}} \cdot v - \mu_B \cdot B(z) \cdot (m_{je} g_{je} - m_{jg} g_{jg}) / \hbar}{\Gamma/2} \right]^2} \end{aligned} \quad (2.6.1)$$

In dieses Differentialgleichungssystem kann ein beliebiges Magnetfeld-Profil  $B(z)$  eingesetzt werden, um die Trajektorien der Atome zu berechnen.

Die Bewegungsgleichungen (2.6.1) lassen sich mit z.B. einem einfachen Runge-Kutta-2-Integrator lösen. Die Ergebnisse einer solchen Berechnung zeigt Abb. 2.10(a). Man erkennt, dass nur Atome mit der Anfangsgeschwindigkeit  $v_0 < v_{\text{max}}$  gefangen werden. Die Kurven  $v(z)$  zeigen auch, dass alle Atome an der selben Stelle im Zeeman-Slower ihre Endgeschwindigkeit erreichen. Die Anzahl der gestreuten Photonen ist für alle gezeigten Kurven kleiner, als die auf S.17 angegebene Zahl, da die Anfangsgeschwindigkeiten niedriger als  $700 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  sind. An den Kurven der Sättigung  $s(z) = s_0 / (1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2)$  erkennt man, dass die Beschleunigung  $a = s(z) \cdot \hbar k_{\text{Laser}} \Gamma / 2m_{\text{Atom}}$  keineswegs konstant ist, sondern vom Ort abhängt. Der scharfe Peak am Ende des Slowers ist ein Artefakt des unstetigen Magnetfeldverlaufs.

Führt man eine Monte-Carlo-Simulation des Bremsvorgangs durch, die jeden Streuvorgang explizit einschließt, so kann man auch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome berechnen. Dazu geht man davon aus, dass die Anfangsgeschwindigkeiten der Atome nach der Maxwell-Boltzmann-Statistik verteilt sind. Fast alle Atome mit  $v < v_{\text{max}}$  werden dann in einen engen Bereich um die Endgeschwindigkeit  $v_{\text{end}}$  herum eingefangen. In Abb. 2.10(a) ist eine solche Geschwindigkeitsverteilung gezeigt. Auf die verwendete Monte-Carlo-Simulation wird im nächsten Abschnitt 2.6.2 näher eingegangen.

(a) numerisch Lösungen der longitudinalen Bewegungsgleichung



(b) longitudinale Geschwindigkeitsverteilung

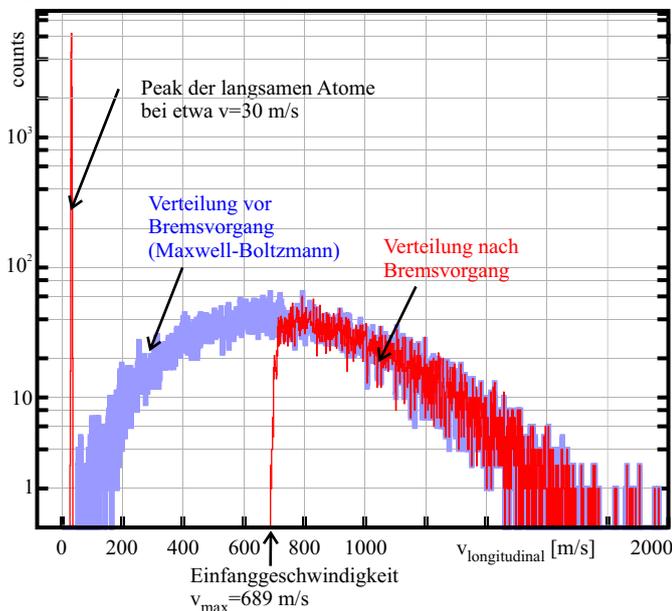


Abb. 2.10. | Simulation der longitudinalen Bewegung in einem Zeeman-Slower. (a) zeigt Lösungen der Bewegungsgleichung. (b) zeigt die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung. Für diese Simulation in (a) wurde das DGL-System (2.6.1) mit einem RK2-Integrator für verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten  $v_0$  gelöst. Es wurde ein Spin-Flip-Zeeman-Slower mit einer Länge von 75 cm und einem idealen Feldverlauf ( $B_0 = 800$  G,  $B_b = 214$  G) angenommen. Die weiteren Parameter waren  $\delta_0 = -350$  MHz,  $s_0 = 2$ . Die Grafiken zeigen den Magnetfeldverlauf  $B(z)$ , die Geschwindigkeit  $v(z)$ , die Anzahl der gestreuten Photonen  $N_{\text{scatter}}(z)$  und die Sättigung des Übergangs  $s(z) = s_0 / (1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2)$ , jeweils gegen den Ort  $z$  der Atome aufgetragen. Für die Verteilung in (b) wurde eine Monte-Carlo-Simulation mit  $3 \cdot 10^5$  Atomen durchgeführt.

## 2.6.2. Transversale Bewegung

Die Atome werden durch Streuvorgänge gebremst. Wie in Abschnitt 2.3 bereits angedeutet, erfolgt die spontane Emission gleichverteilt in alle Raumrichtungen. Dadurch erfahren die Atome zwar eine – über viele Streuvorgänge gemittelte – Kraft entgegen ihrer Flugrichtung, führen aber auch eine dazu senkrechte Zufallsbewegung (*engl.* Random-Walk) im Geschwindigkeitsraum durch (siehe [MET99, JOF93]).

Die Breite  $\sigma_{v\perp}(t)$  der transversalen Geschwindigkeitsverteilung ändert sich damit durch  $N(t) = \int_0^t R(\tau)d\tau$  Streuvorgänge, wie

$$\sigma_{v\perp}(t) = \frac{\hbar k_{\text{Laser}}}{m_{\text{Atom}}} \cdot \sqrt{\frac{N(t)}{3}}. \quad (2.6.2)$$

Der Faktor  $\frac{1}{3}$  vor der Anzahl der gestreuten Photonen  $N(t)$  trägt der Tatsache Rechnung, dass die Streuung in die drei unabhängigen Raumrichtungen erfolgt, während hier nur eine Richtung betrachtet wird. Es führt also im Mittel nur jede dritte Streuung zu einem Kick in der betrachteten transversalen Richtung. Setzt man hier eine typische Anzahl von Streuungen  $N = 10000$  ein (typisch für Natrium in dem in Abschnitt 3 beschriebenen Slower am NaLi-Experiment), so erhält man  $\sigma_{v\perp}(t_{\text{end}}) \approx 2.7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ . Dies bedeutet aber, dass sich der Atomstrahl nach dem Zeeman-Slower bei einer Endgeschwindigkeit von  $v = 30 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  um etwa 1.8 mm pro Zentimeter Flugstrecke aufweitet. Da sich die Atome im Slower bis kurz vor dem Ende noch mit einer relativ hohen Longitudinalgeschwindigkeit bewegen, wird diese Aufweitung erst nach dem Slower wichtig. Hinzu kommt noch, dass der Atomstrahl bereits eine gewisse transversale Geschwindigkeitsverteilung aufweist. Die Werte für  $\sigma_{v\perp}(t_{\text{end}})$  von Lithium sind, wegen der kleinere Masse, etwa um einen Faktor 1 bis 2 größer.

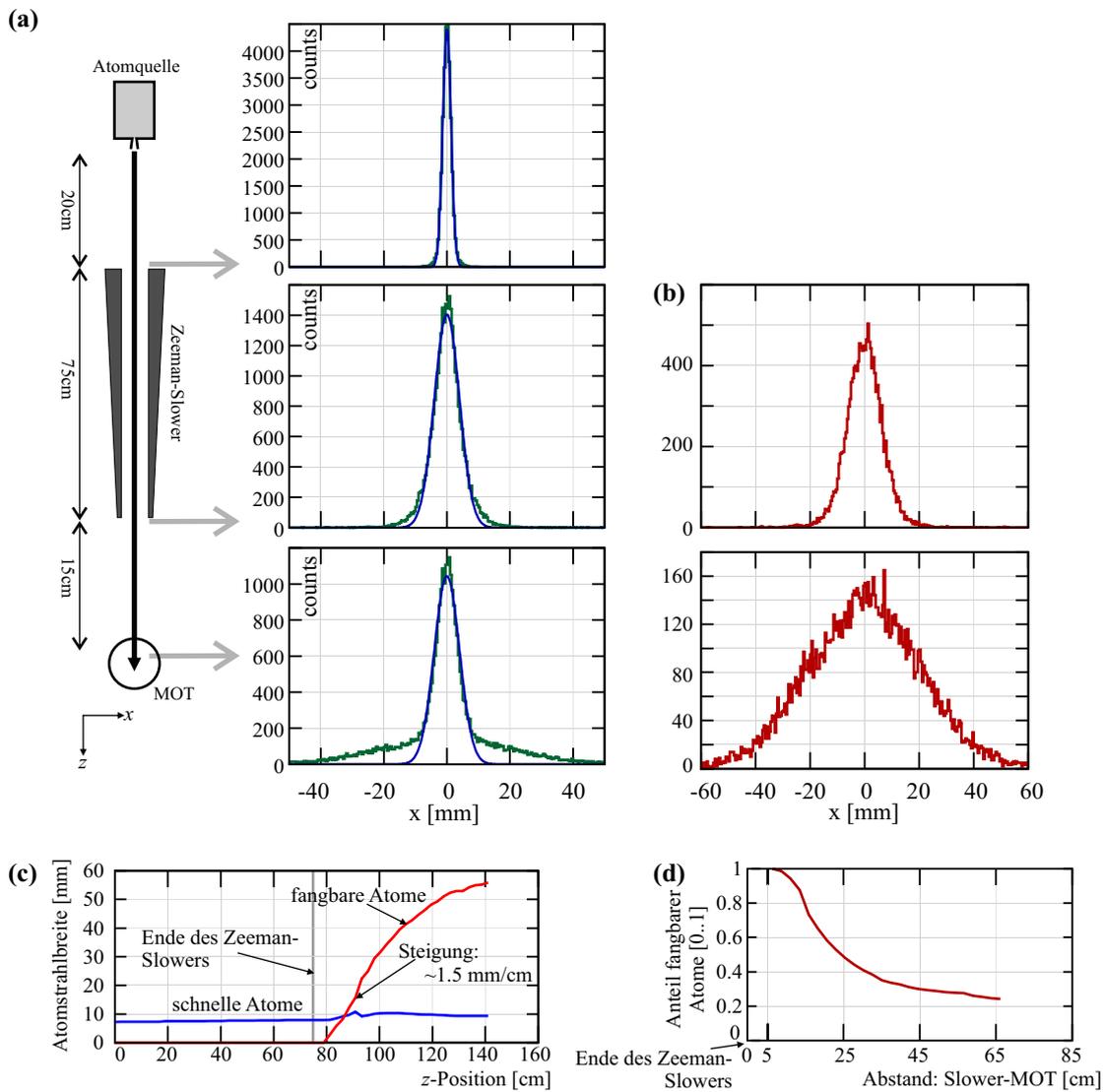
Die transversale Zufallsbewegung kann mit Monte-Carlo-Methoden simuliert werden. Dabei berechnet man für eine große Anzahl von Atomen die komplette Trajektorie und damit jeden Streuvorgang explizit. Die Atome werden mit zufälliger Anfangsposition (normalverteilt) und Geschwindigkeit (nach der Maxwell-Boltzmann-Statistik verteilt) gestartet. In jedem Zeitschritt der Simulation propagiert das Atom zunächst ein kleines Stück mit der aktuellen Geschwindigkeit. Danach wird anhand der Sättigung (siehe Abschnitt 2.3 und dort besonders (2.3.1))

$$s(\vec{r}, \vec{v}) = \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2\delta(\vec{r}, \vec{v})}{\Gamma}\right)^2} \in [0, 1]$$

bestimmt, ob ein Streuvorgang stattfindet ( $\vec{r}$  ist der aktuelle Ort und  $\vec{v}$  ist die aktuelle Geschwindigkeit des Atoms). Dazu wird eine gleichverteilte Zufallszahl zwischen 0 und 1 gezogen und mit  $s(\vec{r}, \vec{v})$  verglichen. Jeder Streuvorgang besteht aus der Absorption des Photons und einer spontanen, im Raum gleichverteilten Emission. Es wird jeweils die Auswirkung auf die Geschwindigkeit des Teilchens berechnet. An verschiedenen Positionen entlang der Trajektorie werden Histogramme der Geschwindigkeit und des Ortes berechnet, die schließlich ausgewertet und dargestellt werden können.

In Abb. 2.11 ist das Strahlprofil für einen Zeeman-Slower mit den Eigenschaften des NaLi-Slowers gezeigt. Das oberste Profil in Abb. 2.11(a) zeigt die anfängliche Breite des Atomstrahls, nach nur kurzer Propagation. In den Graphen ist die Verbreiterung des Strahls sichtbar und ab dem zweiten Profil erscheint auch ein breiter Untergrund. Der schmale Mittenpeak wird durch die schnellen, ungebremsten Atomen erzeugt. Der Untergrund stammt von den langsamen Atomen. Man kann in Abb. 2.11(b) deutlich erkennen, dass sich der langsame Strahlanteil sehr stark verbreitert. Diese Aufweitung führt zu einer stark sinkenden Laderate einer MOT mit steigendem Abstand vom Ende des Zeeman-Slowers. Damit ein Atom in einer MOT gefangen werden kann, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein: Zum einen muss es innerhalb ihres Einfangradius liegen und zum anderen

muss die Geschwindigkeit des Atoms kleiner sein, als die Einfangeschwindigkeit der MOT (siehe Anhang D). In Abb. 2.11(d) ist anstatt der Laderate der Anteil der langsamen Atome aufgetragen, die sich innerhalb des Einfangbereichs der MOT (angenommener Durchmesser 30mm) befinden. Dieser Anteil sinkt mit steigendem Abstand vom Zeeman-Slower schnell ab. Die MOT sollte also möglichst nahe am Ende des Slowers liegen.



**Abb. 2.11.** | (a,b) Transversales Atomstrahlprofil aus einer Monte-Carlo-Simulation für einen Zeeman-Slower mit den Daten des NaLi-Experiments. (c) Breite eines Atomstrahls im Zeeman-Slower (d) Anteil der in einer MOT mit Durchmesser 30mm fangbaren Atome. Diese Daten stammen aus dem selben Simulationslauf, wie in Abb. 2.10. In (a) ist die Verteilung aller Atome aufgetragen. Zur Orientierung sind Gauß-Fits mit eingezeichnet. (b) beschränkt sich auf die langsamen Atome (Geschwindigkeit  $v < 45$  m/s), die in einer MOT eingefangen werden können. Die Breite in (d) ist die Standardabweichung  $\sigma$  eines Gaußfit  $\exp(-x^2/2\sigma^2)$  an die Daten, ist also ein Maß für den Strahlradius.

## 2.7. Atome am Nulldurchgang des Magnetfelds

Als letzter Aspekt des Zeeman-Slowers wird hier auf eine Spezialität des Spin-Flip-Slowers eingegangen. Bei diesem gibt es einen Bereich mit kleinem Magnetfeld, in dem sich auch das Vorzeichen der Feldstärke ändert. Dort finden Umpumpvorgänge statt. Zuerst werden in Abschnitt 2.7.1 Verlustmechanismen erklärt, die bei kleinen Magnetfeldern auftreten. Im zweiten Unterabschnitt 2.7.2 wird auf Verlustkanäle eingegangen, die durch den Vorzeichenwechsel des Magnetfelds ausgelöst werden. Die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf Natrium-Atome, sind aber auf Lithium übertragbar.

### 2.7.1. Verlustmechanismen

Bei verschwindendem Magnetfeld ist der Abstand der  $|F' = 2\rangle$ - und  $|F' = 3\rangle$ -Niveaus des angeregten Zustands von Natrium circa sechs Linienbreiten der  $D_2$ -Linie. Dies bedeutet, dass etwa eins aus hundertfünfzig Atomen durch das  $\sigma^\pm$ -Licht des Slowers in den  $|F' = 2\rangle$ -Zustand, statt des  $|F' = 3\rangle$ -Zustands gestreut wird (das  $\sigma^\pm$ -Licht kann auf  $\pi$ -Licht projiziert werden). Aus diesem Zustand können die Atome in den  $|F = 1\rangle$ -Grundzustand zerfallen, in dem sie für den Bremsvorgang verloren sind, da sie der Slower-Laser nicht mehr anregen kann. Die Abb. 2.12 zeigt dies.

In Bereichen mit hohem Magnetfeld ist der energetische Abstand  $\Delta E_{2,3}$  der  $|F' = 2, 3\rangle$ -Unterzustände viel größer, als die natürliche Linienbreite  $\Gamma$  der  $D_2$ -Linie (siehe Graph in Abb. 2.12). Damit kommt obiger Verlustmechanismus nicht mehr zum tragen und die Bremsübergänge können als geschlossen angesehen werden.

Zum Ausgleich dieses Verlusts wird ein zweiter Laser eingestrahlt. Er ist resonant zum Übergang

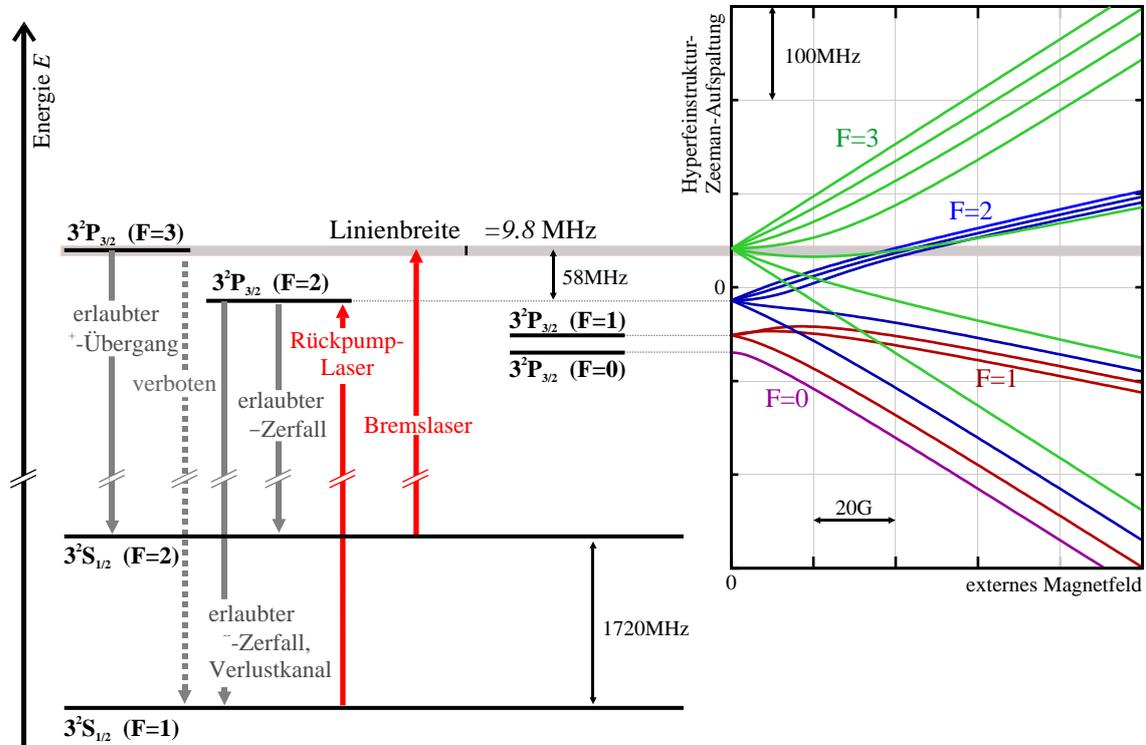
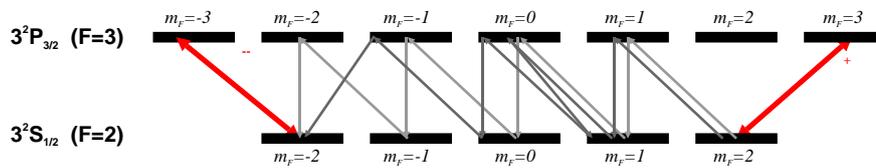


Abb. 2.12. | Verlustmechanismen aus den Bremsübergängen im kleinen Magnetfeld und Rückpump-Laser des Zeeman-Slowers. Man beachte die unterschiedliche Skalierung der Energieabstände im Grund- und angeregten Zustand.

$|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$  (siehe Abb. 2.12). Damit können Atome aus dem Grundzustand in einen angeregten ( $F' = 2$ )-Zustand gepumpt werden, von wo aus sie dann über einen  $\pi$ -Zerfall in den Bremsübergang zurückkehren.

### 2.7.2. Optisches Pumpen im Zeeman-Slower

Am Nulldurchgang des Magnetfelds  $B$  liegt auch ein Wechsel des Vorzeichens des Magnetfelds vor. Für die Atome ändert sich somit die Quantisierungsachse und aus  $\sigma^+$ -Licht wird im Bezugssystem des Atoms  $\sigma^-$ -Licht. Somit muss beim Übergang vom Bereich mit  $B > 0$  zum Bereich mit  $B < 0$  auch ein Wechsel vom  $\sigma^+$ -Übergang  $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$  zum  $\sigma^-$ -Übergang  $|F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{F'} = -3\rangle$  erfolgen. Abbildung 2.13 verdeutlicht die dabei nötigen Übergänge an zwei Beispielen. Die eingezeichneten Pfade sind zwei der vielen Möglichkeiten.

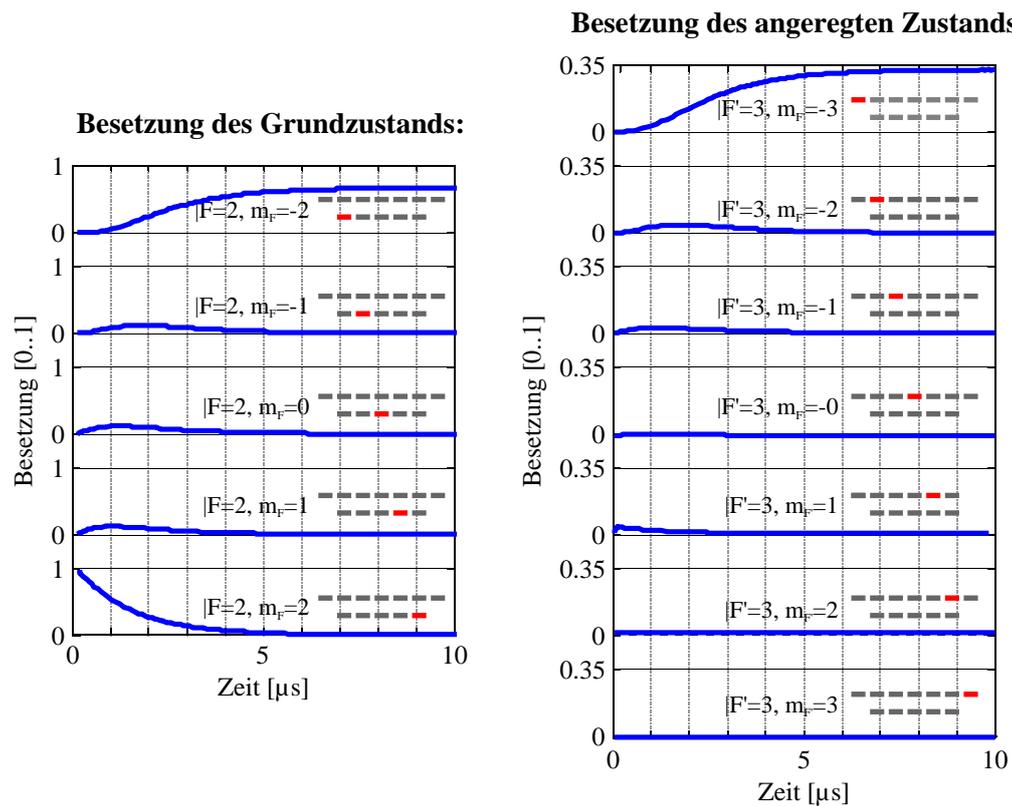


**Abb. 2.13.** | Vorgänge beim Umpumpen am Vorzeichenwechsel des Magnetfelds. Die roten Übergänge sind die geschlossenen Bremsübergänge. Zwei mögliche Wege beim Umpumpen ( $\sigma^-$ -Anregung und  $\pi$ ,  $\sigma^\pm$ -Zerfälle) sind in verschiedenen Graustufen eingezeichnet.

Aus diesen Betrachtungen wird klar, dass genügend Zeit gelassen werden muss, damit alle Atome im Zeeman-Slower dieses Umpumpen vom  $\sigma^+$ - zum  $\sigma^-$ -Übergang durchführen können. Man benötigt also zwischen den zwei Anteilen des Magnetfeldes einen kleinen Bereich mit niedrigem Magnetfeld. Seine Länge ergibt zu  $\Delta l = v \cdot \Delta t_{\text{pump}}$ , wobei  $v$  die Geschwindigkeit der Atome am Nulldurchgang ist. Mit den Parametern des NaLi-Slowers gilt für Natrium  $v \approx 200 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ . Die Zeit  $\Delta t_{\text{pump}}$ , die für das Umpumpen nötig ist, ergibt sich aus der Lösung des Ratengleichungssystems für diese Übergänge [LOU90]. Dieses lautet für die Besetzungen  $N_{g,m}(t)$  und  $N_{e,m}(t)$  des  $m$ -ten Zeeman-Niveaus des Grund- oder angeregten Zustands:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{g,m}}{dt} &= \frac{\Gamma}{2} \cdot \sum_{\Delta m=-1}^{+1} \mathcal{C}_{2,3}(m, m + \Delta m) \left( N_{e,m+\Delta m} - \frac{s_0}{1+s_0} \cdot \delta(\Delta m, P) \cdot N_{g,m} \right) \\ \frac{dN_{e,m}}{dt} &= \frac{\Gamma}{2} \cdot \sum_{\Delta m=-1}^{+1} \mathcal{C}_{2,3}(m + \Delta m, m) \left( \frac{s_0}{1+s_0} \cdot \delta(-\Delta m, P) \cdot N_{g,m+\Delta m} - N_{e,m} \right) \end{aligned} \quad (2.7.1)$$

Dabei ist  $\Gamma$  die natürliche Linienbreite der  $D_2$ -Linie und das Symbol  $P$  steht für die Polarisation des eingestrahlt Lichts ( $\sigma^\pm$ -Licht:  $P = \pm 1$ ,  $\pi$ -Licht:  $P = 0$ ).  $\mathcal{C}_{F,F'}(m_F, m_{F'})$  ist die Stärke des Übergangs  $|F, m_F\rangle \rightarrow |F', m_{F'}\rangle$ , also das Quadrat des entsprechenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten. Das Kronecker-Delta wird mit  $\delta(x, y)$  bezeichnet. Die Daten der Linienstärken wurden aus [MET99] übernommen. Die Größe  $s_0$  gibt wie schon in Abschnitt 2.3 die Sättigung des Übergangs durch das eingestrahlt Licht an. Die Verluste in den  $F = 1$ -Grundzustand sind hier nicht berücksichtigt und es wird eine reine Polarisation angenommen. Abbildung 2.14 zeigt die Ergebnisse einer numerischen Integration des Differentialgleichungssystems (2.7.1) für Natrium bei einer Sättigung von  $s_0 = 1$ . Die Zeit, die zum kompletten Umpumpen benötigt wird ist hier  $\Delta t_{\text{pump}} \approx 5 \mu\text{s}$ , sodass sich eine Weglänge  $\Delta l \approx 1 \text{ mm}$  ergibt. Für Lithium ist einerseits die Linienbreite etwa halb so groß, andererseits gibt es weniger Zustände und die Atome sind im Nulldurchgang etwa  $30 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  schneller, als Natrium sodass sich die Zeit  $\Delta t_{\text{pump}}$  maximal verdoppelt.



**Abb. 2.14.** | Zeitlicher Verlauf beim Umpumpen der Natrium-Atome vom geschlossenen  $\sigma^+$ - zum geschlossenen  $\sigma^-$ -Übergang. Die Abbildung zeigt die Besetzung jedes magnetischen Unterzustands der beteiligten Hyperfeinstruktur-Zustände. Die Berechnung erfolgte für  $\sigma^+$ -Licht. Am Beginn war nur der Zustand  $|F = 2, m_F = -2\rangle$  besetzt. Man beachte die unterschiedlichen Skalierungen der Besetzungszahl-Achsen links und rechts.



# 3. Realisierung eines Zeeman-Slowers für das NaLi-Experiment

Dieses Kapitel beschreibt den Aufbau unseres Zeeman-Slowers, der sowohl Natrium als auch Lithium bremsen kann. Ausgehend von den allgemeinen Anforderungen an ein solches Gerät in Abschnitt 3.1 wird der Slower des NaLi-Experiments ausführlich in den Abschnitten 3.2 und 3.3 erläutert. Es wird sowohl auf den mechanischen Aufbau, als auch auf optischen Aufbau eingegangen. Für die Berechnung des Drahtprofils zur Erzeugung eines wurzelförmigen Magnetfelds wird ein Optimierungsverfahren vorgestellt und angewendet (siehe Abschnitt 3.3.2).

## 3.1. Anforderungen

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Zeeman-Slower entworfen, aufgebaut und getestet. Eine Übersicht über das gesamte Experiment wurde bereits in Abschnitt 1.3 gegeben. An den Zeeman-Slower sind folgende Anforderungen zu stellen:

1. Das Experiment wurde so konzipiert, dass ein einziger Zeeman-Slower beide verwendeten Atomspezies  $^{23}\text{Na}$  und  $^6\text{Li}$  bremst. Im Folgenden wird mit einer mittleren Ofentemperatur von  $350^\circ\text{C}$  gerechnet.
2. Für das Experiment stehen zwei Farbstoff-Laser zur Verfügung, die auf die  $D_2$ -Linie von  $^{23}\text{Na}$  bzw.  $^6\text{Li}$  gelockt sind (vgl. Abschnitt 1.3.3). Von diesen Lasern wird auch das Brems- und Rückpump-Licht für den Slower abgezweigt.
3. Der Abstand des Zeeman-Slowers zur MOT muss möglichst gering sein, um den Verlust von Atomen durch die Aufweitung des Atomstrahls zu minimieren (siehe Abschnitt 2.6.2).
4. Der mechanische Aufbau muss garantieren, dass die Abwärme des Zeeman-Slowers das Vakuum-System nicht unnötig aufheizt. Dies verhindert, dass während des Betriebs Gas von den Vakuum-Rohren desorbiert (interne Vakuumlecks) und das Ultrahochvakuum in der Glaszelle verschlechtert. In den Zeeman-Slower muss also eine Wasserkühlung eingebaut werden.
5. Da der Zeeman-Slower vor dem Ausheizen der Vakuum-Apparatur installiert wurde, musste der Slower eine Tage andauernde Erhitzung der Vakuum-Rohre auf etwa  $200^\circ\text{C}$  überstehen.

## 3.2. Gleichzeitiges Bremsen von Lithium und Natrium

Im NaLi-Experiment werden sowohl  $^{23}\text{Na}$ , als auch  $^6\text{Li}$  auf der  $D_2$ -Linie gebremst. In Abschnitt 2.3 wurden die maximalen Beschleunigungen für diese Übergänge berechnet:

$$a_{\max}(^6\text{Li}) \approx 2 \cdot a_{\max}(^{23}\text{Na}).$$

Aus der Parametrisierung des Magnetfelds (2.5.5) kann man die maximale Einfanggeschwindigkeit  $v_{\max}$ , bei gegebenem Feld, berechnen. Vergleicht man Lithium und Natrium, so erhält

man:

$$\frac{v_{\max}({}^6\text{Li})}{v_{\max}({}^{23}\text{Na})} \approx 1.14 \propto \frac{\lambda({}^6\text{Li})}{\lambda({}^{23}\text{Na})}.$$

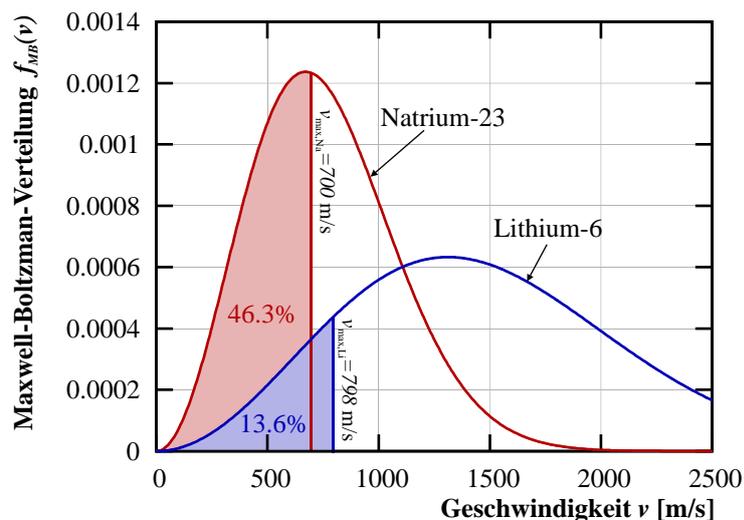
Des Weiteren gilt für die wahrscheinlichsten Geschwindigkeiten  $v_w = \sqrt{2k_B T/m}$  der Maxwell-Boltzmann-Verteilung nach [DEM02a]:

$$v_w({}^{23}\text{Na}) = 698 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad \text{und} \quad v_w({}^6\text{Li}) = 1364 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad \Rightarrow \quad \frac{v_w({}^6\text{Li})}{v_w({}^{23}\text{Na})} \approx 1.96 \cdot \sqrt{\frac{m({}^{23}\text{Na})}{m({}^6\text{Li})}}.$$

In Abb. 3.1 sind die zwei Geschwindigkeitsverteilungen für Natrium und Lithium bei gleicher Temperatur  $T = 350^\circ\text{C}$  gezeigt. Die gefüllt dargestellten Bereiche markieren die Atome, die von einem gemeinsamen Zeeman-Slower gebremst werden. Es zeigt sich, dass mit 46.3% ein größerer Anteil der Natrium-Atome im Atomstrahl gebremst werden, als Lithium-Atome (13.6%). Viel entscheidender für den endgültigen Fluss an Atomen ist aber, dass der Dampfdruck von Natrium bei gleicher Temperatur etwa vier Größenordnungen über dem von Lithium liegt. Um dies auszugleichen wird das Lithium stärker erwärmt, als das Natrium. Das dadurch erreichte Angleichen der Flüsse der einzelnen Spezies ist viel stärker, als der Verlust durch den kleiner werdenden Anteil der gebremsten Atome in der Boltzmann-Verteilung. Eine genauere Analyse findet sich in der Diplomarbeit von Mark Repp [REP07].

Aus dem Verhältnis der Beschleunigungen erkennt man, dass ein auf Natrium optimierter Zeeman-Slower auch für Lithium funktioniert. Dieser Weg wurde für den NaLi-Slower gewählt.

Nach diesen Vorbetrachtungen können die Parameter des Slower-Magnetfelds für Natrium festgelegt werden. Die Verstimmung des Lasers wurde zu  $\delta_0 = -2\pi \cdot 350\text{MHz}$  gewählt, was etwa 34  ${}^{23}\text{Na}$ -Linienbreiten von typischen Frequenzverstimmungen der MOT-Laserstrahlen ( $\delta_0^{\text{MOT}} \approx -2\pi \cdot 10..30\text{MHz}$ ) entfernt ist. Die Einfanggeschwindigkeit  $v_{\max}$  wurde zu  $700 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  gewählt. Dies entspricht etwa der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit der Maxwell-Boltzmann-Verteilung bei  $350^\circ\text{C}$  (siehe Abb. 3.1). Man berechnet dann mit Gleichung (2.5.5), dass  $B_0 = 850\text{G}$ . Der Parameter  $B_b$  des Magnetfeldes ergibt sich aus der Verstimmung zu  $B_b \approx -250\text{G}$ . Die Länge des idealisierten Magnetfelds wurde zu etwa 60cm gewählt, was etwa einem Sicherheitsfaktor von  $\xi = 0.5$  entspricht.



**Abb. 3.1.** | Maxwell-Boltzmann-Verteilung für  ${}^{23}\text{Na}$ - und  ${}^6\text{Li}$ -Atome bei  $T = 350^\circ\text{C}$ . Die Fläche unter den Kurven von  $v = 0$  bis  $v = 700 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  ist ebenfalls angegeben. Sie gibt den Anteil der durch den Zeeman-Slower bremsbaren Atome an (gefüllt dargestellte Flächen).

Die tatsächliche Sättigung  $s_0$  des Übergangs muss so mindestens eins betragen, kann aber auch darüber liegen. Zwischen der kleinen und der großen Spule muss ein etwa 5 mm langes Wegstück mit nahezu verschwindendem Magnetfeld gelassen werden, damit ein vollständiges Umpumpen der Atome zwischen den extremen Hyperfeinstruktur-Übergängen ermöglicht wird (siehe Abschnitt 2.7.2). Zusätzlich wird Platz hinter dem Slower benötigt, um die Magnetfelder gegen null abklingen zu lassen. Damit kann die endgültige Länge des Zeeman-Slowers erst nach dem Design der Spulen festgelegt werden.

### 3.3. Aufbau des Zeeman-Slowers

#### 3.3.1. Mechanischer Aufbau

Nachdem nun die Eckdaten des Magnetfeldes festgelegt sind, ist der nächste Schritt das Design der Spulen. Die beiden Bereiche unterschiedlichen Magnetfeldvorzeichens des Spin-Flip-Slowers wurden durch getrennte Spulen realisiert (kleine und große Spule). Außerdem wird eine Kompensationsspule benötigt, um das Magnetfeld schneller abklingen zu lassen. In Abb. 3.2 ist eine Skizze des Aufbaus zu sehen. Der innere Radius wird durch die Flansche des Vakuumrohrs begrenzt. Diese haben einen Durchmesser von 70 mm. Zusätzlich wurde der innere Spulenradius um 13 mm erhöht, um Platz für die Wasserkühlung zu lassen. Für die Spulen wurde lackisolierter Kupfer-Flachdraht (Querschnitt  $1 \times 4 \text{ mm}^2$ ) verwendet, der bis zu einer Betriebstemperatur von  $210^\circ\text{C}$  spezifiziert ist. Um die Wärme vom Draht zur Wasserkühlung zu führen, wurden die Zwischenräume der Drahtlagen mit einer wärmeleitenden Masse verklebt. Dafür wurde Stycast 2850 mit Catalyst 9 von der Firma Emerson and Cummings eingesetzt, ein Zwei-Komponenten-Epoxidharz mit einer Wärmeleitzahl von etwa  $\lambda_w \approx 1.25 \text{ W/m} \cdot \text{K}$  und einem Einsatztemperaturbereich von  $-40 \dots 130^\circ\text{C}$ . Durch die Lack-Isolierung des Drahtes und die Füllmasse ist der Abstand zweier Drahtlagen

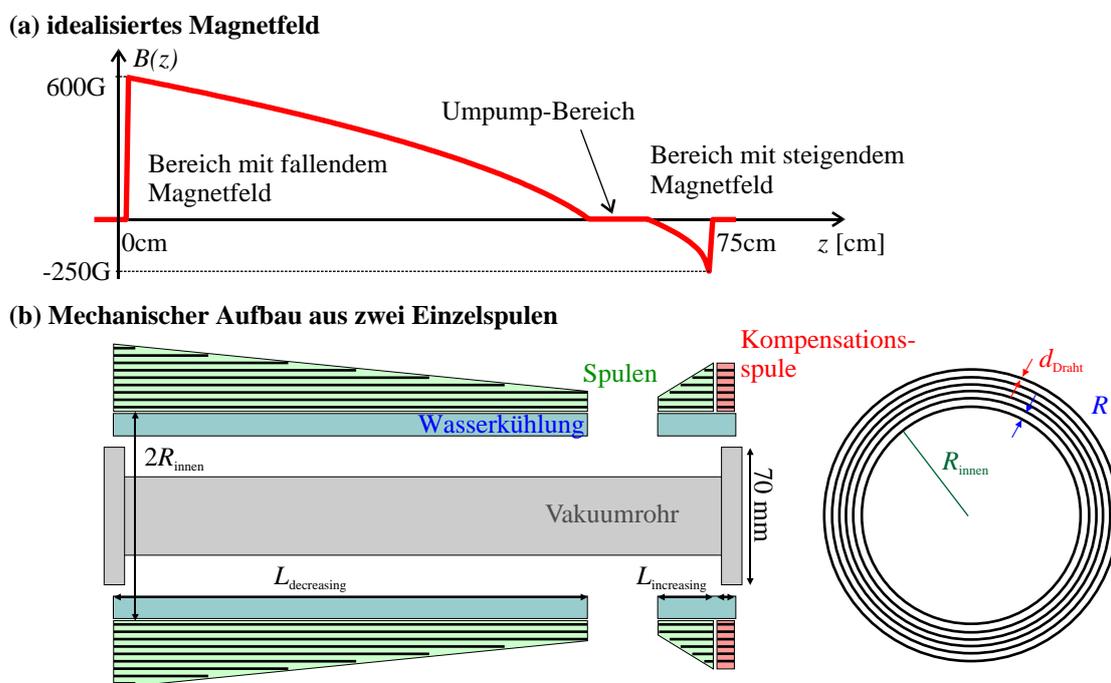
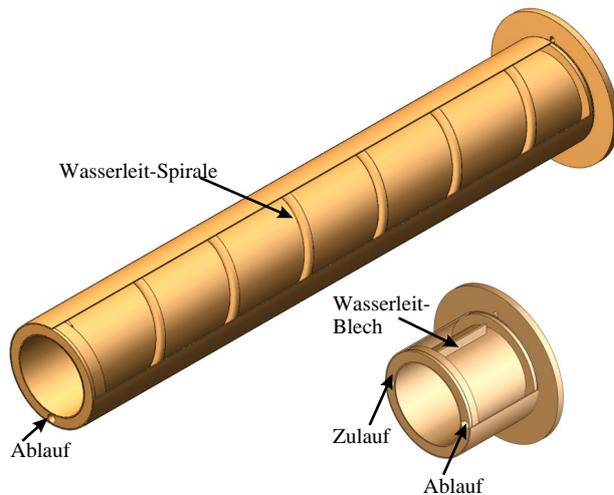


Abb. 3.2. | (a) Idealisiertes Magnetfeld des NaLi-Spin-Flip-Slowers und (b) schematischer Entwurf des mechanischen Aufbaus. Der Radius  $R_{\text{innen}}$  bezeichnet den Radius der innersten Drahtlage,  $\delta R$  ist der Abstand zweier Drahtlagen und  $d_{\text{Draht}}$  ist die Dicke des Drahtes.

(a) 3D-Ansicht der Spulenträger



(b) Träger der großen Spule



(c) Träger der kleinen Spule



(d) Die große Spule während des Aufwickelns des Drahtes



**Abb. 3.3.** | (a) 3D-Ansicht der Spulenträger für den Zeeman-Slower, (b-d) Fotos der fertigen Spulenträger.

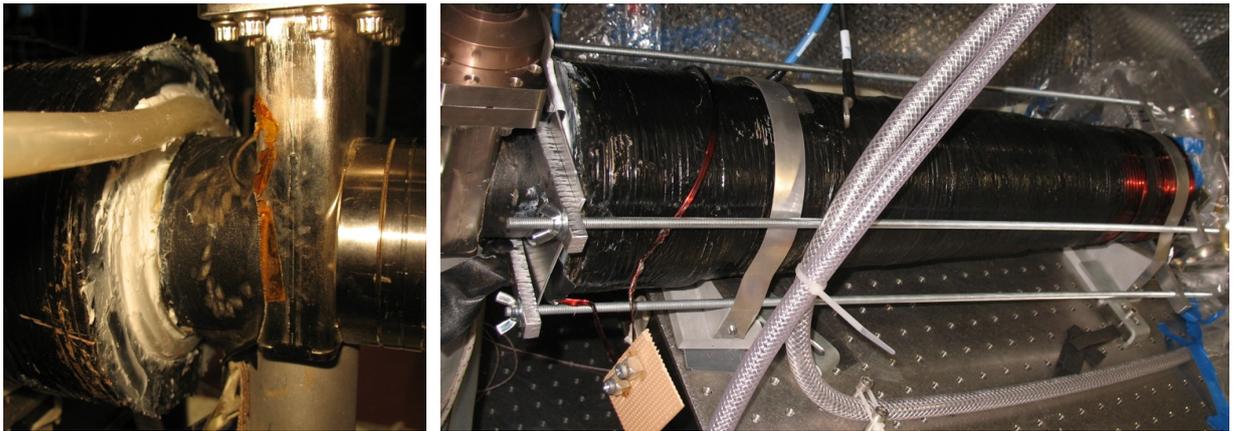
$\delta R \approx 1.25 \text{ mm}$ .

Die Spulenträger wurden aus Messing gefertigt, da es einen guten Wärmeleitkoeffizienten von  $\lambda_w(\text{Messing}) \approx 113 \text{ W/m} \cdot \text{K}$  aufweist [STÖ00] und sowohl hart-, als auch weichgelötet werden kann. Letzteres macht den Aufbau des Slowers einfacher. Die Träger bestehen aus einem Hohlzylinder, der von Kühlwasser durchflossen wird. Die Hohlzylinder sind vorne und hinten durch Kappen abgeschlossen. Alle Teile wurden aneinander gelötet (pro Endkappe eine Hart- und eine Weichlötung). Die Lötstellen sind so gelegt, dass sie möglichst wenig Kontakt zum Kühlwasser haben, da das unedle Lot mit dem edlen Messing und dem Kühlwasser ein galvanisches Element bildet, was zur Zerstörung der Lötstelle führt. In Abb. 3.3 ist eine 3D-Ansicht und Fotos dieser Spulenträger gezeigt. Genaue technische Zeichnungen finden sich im Anhang E.

Um den inneren Zylinder der großen Spule ist ein 8 mm dickes Kupferrohr gewunden. Es füllt den Zwischenraum fast vollständig aus. Dieses lässt das Kühlwasser an allen Stellen um das Rohr fließen. So wird ein effektiver Abtransport der Wärme garantiert. Im kleinen Spulenkörper ist keine Drahtwendel angebracht, sondern zwei Leitbleche.

Die genauen Abmessungen und das Drahtprofil (und damit auch der Spulenträger) des Zeeman-Slowers wurden anhand der im nächsten Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Optimierungs-Strategie festgelegt. Diese schätzt auch die Wärmemenge, die durch das Kühlwasser abgeführt werden muss. Die große Spule des Zeeman-Slowers erzeugt etwa 500..800 W Wärmeleistung. In der kleinen Spule werden 120..150 W deponiert. Die Werte variieren je nach eingestelltem Magnetfeld. Die Dimensionierung der Kühlung ist für das Abführen dieser Wärmemenge ausreichend und der Zeeman-Slower erreicht im Dauerbetrieb maximal eine Temperatur von etwa 50°C. Dabei ist hauptsächlich der verklebte Draht warm, was auf die schlechtere Wärmeleitung des Stycast-Klebers im Vergleich zu Messing zurückzuführen ist. Die Innenseite der Spulenträger und deren Stirnseiten liegen etwa bei der Temperatur des Kühlwassers, das mit ca. 1.5 bar durch den Slower fließt. Damit ist auch garantiert, dass das Vakuumrohr im inneren der Slower-Spulen nicht erwärmt wird.

Nach dem Aufwickeln des Drahtes auf den großen Spulenträger fiel dieser auf den Boden, sodass an der großen Abschlusskappe ein Leck mit starkem Ausfluss entstand. Es wurde zunächst versucht durch Einbringen von speziellen Dichtstoffen in den Wasserstrom eine Abdichtung „von innen heraus“ zu erreichen. Jedoch führte weder ein Dichtmittel für KFZ-Kühler, noch eine Kombination



**Abb. 3.4.** | Fotos der großen Spule nach dem Abdichten.

aus eingesogenem Epoxyd-Harz (UHU plus) und einem Dichtmittel für Hauswasser-Installationen<sup>1</sup> zum Erfolg. Schließlich wurde die Endkappe des Zeeman-Slowers entfernt und in den Anfang des Hohlzylinders  $2\frac{1}{2}$ -Windungen eines Silikonschlauchs gewickelt. Die Zwischenräume wurden mit Silikon-Paste ausgefüllt. Da der Schlauch am Kühlwasser-Zulauf liegt wird er durch den Wasserdruck aufgebläht und dichtet somit die Öffnung von selbst ab. Ein Aluminium-Blech, das mit Gewindestangen gegen die Öffnung gepresst wird, verhindert dass der Schlauch durch den Wasserdruck herausgedrückt wird. Abbildung 3.4 zeigt diese neue (provisorische) Konstruktion.

Auf Grundlage der Erfahrungen mit dem Leckschlag des Zeeman-Slowers kann man folgende Empfehlungen für den Aufbau zukünftiger Slower geben: Das Design der Kühlung kann verbessert werden, wenn die Abschlusskappen (hier besonders die große Kappe) weiter zwischen die Rohre ragt. Sie sollte mindestens die ersten 10..15 mm des Doppelrohres ausfüllen. Obwohl kein neuer Slower aufgebaut wurde, sind Ideen für ein komplett neues Kühlsystem entstanden. Dazu würde ein Kupferrohr, wie es im großen Slower verbaut ist, zu einer Spirale aufgewickelt. Um eine glatte Oberfläche zu erhalten könnte man längs der Spiralachse von außen Kupferbleche an das Rohr löten. So ergibt sich eine große Kontaktfläche zwischen Draht und Kühlmedium (Wasser). Außerdem sorgen die Bleche für eine (stückweise) gerade Oberfläche, die einen konstanten Radius der Drahtwindungen garantiert. Die Verwendung des Rohres verhindert auch Schwingungen der Wasser-Leitspirale im NaLi-Slower, die bei Kühlwasserdrücken über etwa 2 – 3 bar beobachtet wurden. Bei den im Experiment eingesetzten Drücken von 1 – 2 bar sind aber keine Vibrationen zu spüren.

### 3.3.2. Optimierung des Spulendesigns

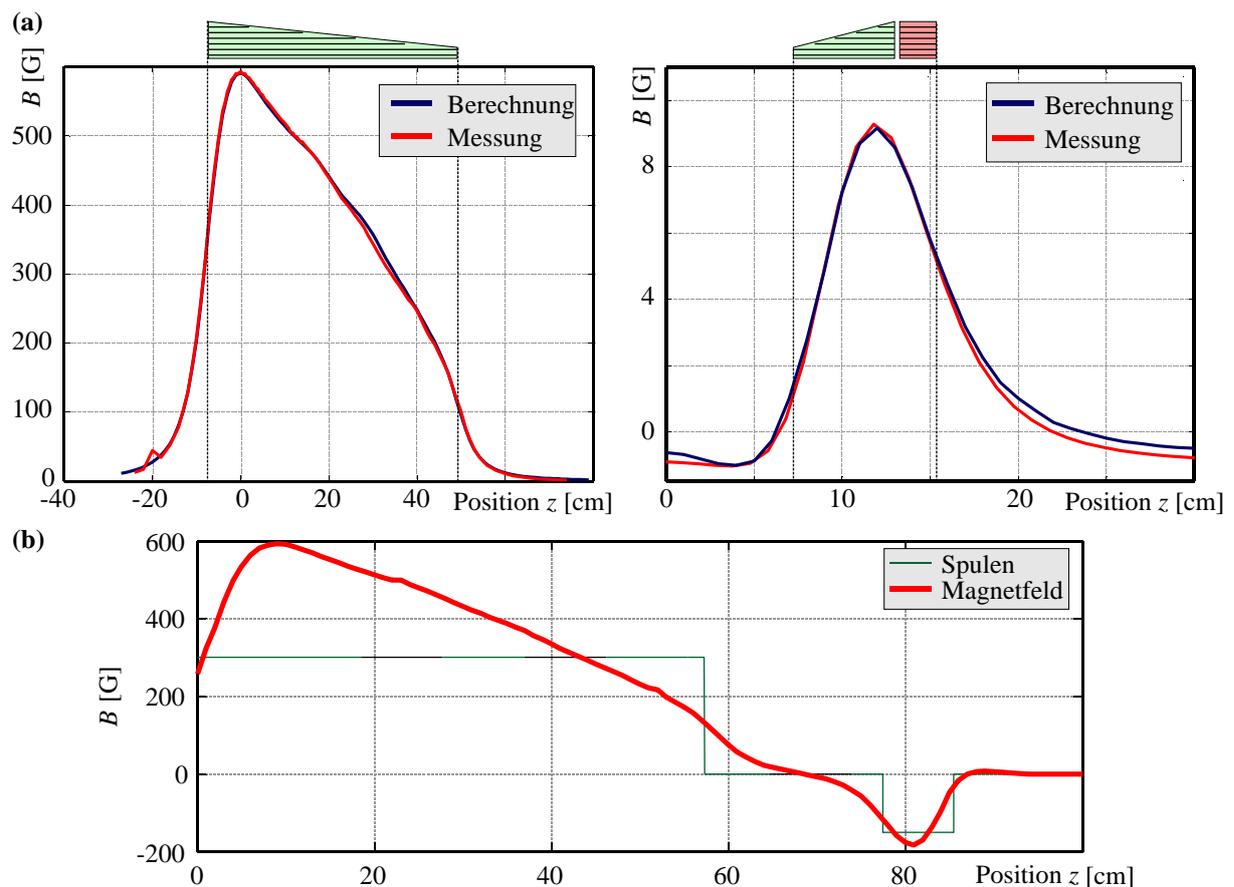
Der mechanische Aufbau des Zeeman-Slowers wurde ausführlich im letzten Abschnitt beschrieben. Dieser Abschnitt ist dem Entwurf der Spule gewidmet. Das Problem besteht darin, festzulegen wie viele Drahtlagen an welcher Position nötig sind, um dem idealen, wurzelförmigen Magnetfeldverlauf  $B(z) = B_0 \cdot \sqrt{1 - z/L_s} + B_b$  möglichst nahe zu kommen. In [DED04] wird ein Optimierungsverfahren beschrieben, das als Grundlage für ein Programm zum Design des NaLi-Slowers benutzt wurde. Das Programm modelliert eine Slower-Spule aus konzentrisch angeordneten, einlagigen Spulen mit wachsendem Durchmesser, wie sie in Abb. 3.2(b) dargestellt sind. Es muss dabei auch sichergestellt werden, dass der Verlauf der Windungen monoton ist, d.h. dass innere Lagen immer

<sup>1</sup>BCG84 von der Firma BaCoGa (<http://www.bacoga.com/>). Dieses Mittel enthält Silikate, die aushärten, sobald sie mit Luft in Kontakt kommen.

mehr Windungen haben, als weiter außen liegende.

Die Optimierung wird mit einer Spule gestartet, deren Drahtprofil linear ansteigt bzw. abfällt. Danach verlängert und verkürzt das Programm schrittweise die Drahtlagen und wählt diejenige Konfiguration, die die quadratische Abweichung  $\sigma^2 = \sum_z (B_{\text{ideal}}(z) - B(z))^2$  des berechneten Felds  $B(z)$  vom idealen Verlauf  $B_{\text{ideal}}(z)$  minimiert. Das Programm durchläuft dabei nacheinander die einzelnen einlagigen Spulen, bis eine untere Schranke  $\sigma_{\text{max}}^2$  der Abweichung, oder eine maximale Anzahl an Iterationen erreicht wurde. Die Änderung  $\delta N$  der Windungen auf jeder Drahtlage wird während der Laufzeit des Algorithmus langsam bis auf eins reduziert. In jedem Schritt muss der Strom durch die Spule neu berechnet werden. Dazu wird ein Levenberg-Marquardt-Fit (LM Fit) verwendet (eine ausführliche Beschreibung dieses Algorithmus findet sich in [NRS92]). Neben dem Strom wird auch die Position  $z_0$  der Spule relativ zum idealen Magnetfeld angepasst. Der genaue Algorithmus ist im Anhang E.1 abgedruckt. Der Algorithmus wurde noch erweitert, um zusätzliche Kompensationsspulen mit einzubeziehen, die bei der kleinen Spule genutzt werden, um das Magnetfeld schneller abfallen zu lassen. Die beiden Spulen des Zeeman-Slowers wurden getrennt optimiert. Um die Einhaltung der Bedingung  $s_0 \approx 1$  zu garantieren, wurden die berechneten Spulen mit einer „Flugsimulation“, wie bereits in Abschnitt 2.6.1 beschrieben, getestet.

In Anhang E.2 sind die Ergebnisse der Optimierung der zwei Spulen des Zeeman-Slowers dargestellt. Abbildung 3.5 zeigt die Ergebnisse einer Messung des Magnetfelds mit Hilfe eines Gauß-



**Abb. 3.5.** | (a) Vergleich des gemessenen Magnetfeldes mit dem simulierten Magnetfeld. (b) zeigt das kombinierte Magnetfeld der zwei Spulen. Die Magnetfelder in (a) und (b) wurden bei reduzierten Strömen gemessen, sodass die Beschriftung der  $B$ -Achse nicht mit den endgültigen Feldern übereinstimmt (siehe Text).

Meters. Dabei wurde festgestellt, dass die errechneten Magnetfeldverläufe sehr gut wiedergegeben werden.

Es zeigte sich, dass es umso schwieriger ist ein Magnetfeld gut wiederzugeben, je kleiner die Spule wird. Dies liegt an der relativ großen Breite des Magnetfeldes einer Leiterschleife und ist besonders deutlich an der kleinen Spule zu sehen. Eine Kompensation wäre unter Umständen mit zusätzlichen Leiterschleifen möglich gewesen, die dann in entgegengesetzter Richtung und/oder mit anderen Strömen durchflossen wären. Ein solches Vorgehen schien hier nicht lohnend, weil es nur eine minimale Verkürzung des Zeeman-Slowers erbracht hätte.

An der zweiten Spule wurden zusätzliche Kompensationswicklungen angebracht, die entgegengesetzt zu den normalen Wicklungen vom Strom durchlaufen werden. Sie dienen dazu, das Magnetfeld am Ende des Zeeman-Slowers möglichst schnell verschwinden zu lassen, damit es ein anschließendes MOT-Feld nicht stört. Die Kompensationswindungen bestehen aus 12 Lagen zu je 4 Windungen Draht. Die innersten acht Lagen und jeweils zwei weitere Lagen sind getrennt herausgeführt, um die Kompensation auch bei nur einer Stromstärke variieren zu können. Die Spule wird im Experiment mit zehn Lagen Kompensationswindungen betrieben. Die zusätzlichen zwei Lagen Draht werden nicht genutzt.

### 3.3.3. Elektrischer Aufbau

Die zwei Spulen des Zeeman-Slowers werden durch getrennte Netzteile versorgt. Dies ermöglicht es, die Höhen der Magnetfelder einzeln einzustellen, sodass sowohl die Einfang- (große Spule), als auch die Endgeschwindigkeit (kleine Spule) in gewissen Grenzen frei wählbar sind.

Für die große Spule verwenden wir das 1.5 kW-Schaltnetzteil *GEN-60-25* der Firma *Lambda*. Dieses Netzteil liefert bis zu 60 V und 25 A und wird im Konstantstrom-Modus betrieben. Für die kleine Spule wird ein *Voltcraft* Schaltnetzteil, Typ *SPS 1540 PFC* verwendet. Es liefert bis zu 600 W. Der Ausgang ist mit 3..15 V und maximal 40 A spezifiziert. Dieses Netzteil weist keinen Konstantstrom-Modus auf, sodass es im Konstantspannungsmodus betrieben wird. Sobald sich die Spule (nach etwa 5..10 min) aufgeheizt hat, ist ihr Widerstand aber relativ konstant und diese Betriebsart kann problemlos eingesetzt werden. Trotzdem könnte eine externe Stromstabilisierung eine sinnvolle Erweiterung darstellen. Beide Netzteile sind durch externe Spannungen programmierbar.

### 3.3.4. Optischer Aufbau

Der grundsätzliche Aufbau des verwendeten Lasersystems am wurde bereits in Abschnitt 1.3.3 erläutert. Dieser Abschnitt geht auf einige spezielle Komponenten für den Zeeman-Slower ein.

Wie bereits in Abschnitt 2.7.2 erläutert, ist ein Rückpump-Laser nötig, damit die Atome nicht in das  $|F = 1\rangle$ -Grundzustandsniveau fallen, und für den Zeeman-Slower verloren sind. Der Rückpump-Laser verbindet dieses Grundzustandsniveau mit dem  $|F = 2\rangle$ -Niveau des angeregten Zustands. Es ist also ein um etwa 1.72 GHz verstimmt Laser nötig. Eine solch große Verschiebung ist mit AOMs nur schwer zu erreichen, aber durchaus möglich (siehe etwa [BUC00], außerdem wird in unserem Experiment ein 1.76 GHz-AOM eingesetzt). Hier wurde ein anderes Vorgehen gewählt. Ein elektro-optischer Modulator (EOM) (vgl. [SAL91]) moduliert der auf das Zeeman-Slower-Licht der Frequenz  $\omega_0$  Seitenbänder mit dem Abstand  $\Delta\omega \approx 2\pi \cdot 1.72$  GHz. Die Intensität in diesen Seitenbändern beträgt etwa 10% der Intensität des Bremsstrahls. Die Funktionsweise dieses Aufbaus wird im folgenden kurz erläutert. Der EOM moduliert die Phase eines Laserstrahls der Intensität  $I(t) = I_0 \cdot \exp(i\omega_0 t)$  mit der Frequenz  $\Delta\omega$  und der kleinen Amplitude  $\beta$ . Es gilt dann:

$$I'(t) = I_0 \cdot e^{i\omega_0 t + i\beta \sin(\Delta\omega t)}$$

Da  $\beta \ll 1$  gilt, kann man die Exponentialfunktion in eine Taylor-Reihe entwickeln. Es folgt dann weiter für die modulierte Intensität:

$$\begin{aligned} I'(t) &= I_0 \cdot e^{i\omega_0 t} \cdot [1 + i\beta \sin(\Delta\omega t)] = I_0 \cdot e^{i\omega_0 t} \cdot \left[ 1 + \frac{\beta}{2} (e^{i\Delta\omega t} - e^{-i\Delta\omega t}) \right] = \\ &= I_0 \cdot \left[ e^{i\omega_0 t} + \frac{\beta}{2} (e^{i(\omega_0 + \Delta\omega)t} - e^{-i(\omega_0 - \Delta\omega)t}) \right] \end{aligned} \quad (3.3.1)$$

In der letzten Zeile sieht man nun die Seitenbänder  $e^{-i(\omega_0 \pm \Delta\omega)t}$ , die das Rückpumpen ermöglichen.

Das Licht, das den EOM verlässt wird in einem Teleskop aufgeweitet und von einer Linse auf die Ofenöffnung fokussiert. So erreicht man, dass sich der Durchmesser des Laserstrahles zum Atomofen hin verjüngt. So wird die vorhandene Leistung trotz der Verbreiterung des Atomstrahls (siehe Abschnitt 2.6) besser ausgenutzt, weil am Beginn des Slower der noch schmalere Atomstrahl von einem schmalen Laserstrahl gebremst wird. Außerdem wird der Effekt, den der Absorptionsschatten der Atome im Laserstrahl auf weiter hinten fliegende Atome hat reduziert.

## 4. Experimentelle Charakterisierung des Zeeman-Slowers

Um die Leistungsfähigkeit des aufgebauten Zeeman-Slowers zu messen wurden die Laderate der magneto-optischen Falle (siehe Abschnitt 4.1.1) und die Anzahl der in ihr gefangenen Atome für verschiedene Einstellungen des Slowers ermittelt. Aus den Laderaten und der Anzahl der gefangenen Atome kann man auf den Atomfluss durch den Slower schließen. Alle Messungen wurden mit Natrium durchgeführt. Diese Messungen werden in Abschnitt 4.1 beschrieben. Abschnitt 4.2 geht dann kurz auf das thermische Verhalten des Slowers ein. Dies ist interessant und wichtig, weil eine beträchtliche Verlustleistung als Wärme in den Spulen deponiert wird.

### 4.1. Laden einer magneto-optischen Falle

#### 4.1.1. Die magneto-optische Falle

Eine MOT ist ein Atomfallentyp, der auch das Kühlen der Atome erlaubt. Sie basiert auf der Streukraft, die in Abschnitt 2.4 eingeführt wurde und besteht aus sechs senkrecht aufeinander stehenden, gekreuzten, schwach rot-verstimmten Laserstrahlen und einem magnetischen Quadrupolfeld. Die Verstimmung  $\delta_0$  unserer MOT-Laserfrequenzen beträgt für Natrium etwa  $-11$  MHz. Abbildung 4.1(a) zeigt den Aufbau einer MOT schematisch. Die erste MOT wurde von *E. L. Raab et al.* aufgebaut [RAA87].

Wie in Abb. 4.1(b) für den eindimensionalen Fall zu erkennen ist, sind die Laser so polarisiert, dass sie die Atome rechts und links vom Nulldurchgang des Magnetfelds wieder in das Fallenzentrum zurücktreiben. Befinden sich Atome z.B. rechts vom Nulldurchgang, so ist durch die Zeeman-Aufspaltung ein  $\sigma^-$ -Übergang in Resonanz mit dem von rechts kommenden  $\sigma^-$ -polarisierten

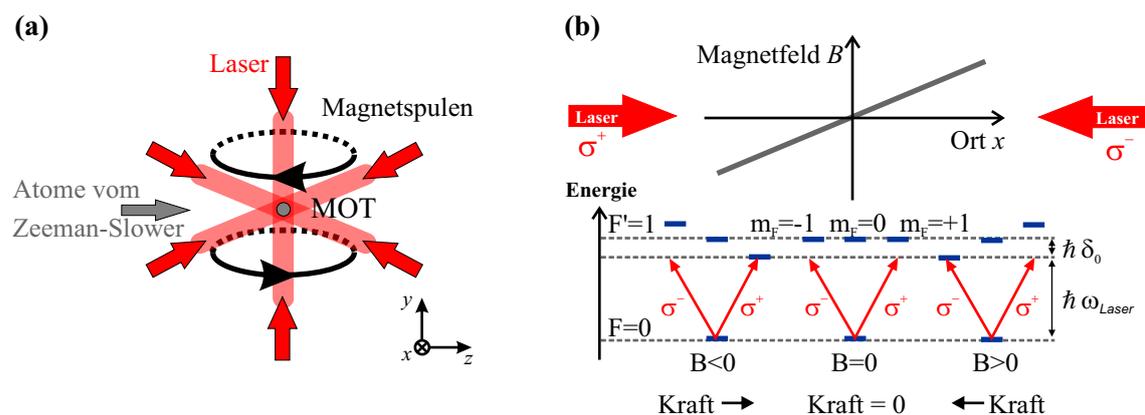


Abb. 4.1. | (a) Dreidimensionaler Aufbau einer MOT. (b) Funktionsprinzip einer eindimensionalen MOT für den einfachen Übergang  $|F=0\rangle \rightarrow |F'=1\rangle$ . Die Bezeichnungen  $\sigma^p$  beziehen sich hier auf die Helizitäten des Lichts, also die Polarisation im Bezugssystem des Atoms. Das Bild (b) wurde von <http://optics.colorado.edu/~kelvin/classes/opticslab/LaserCooling3.doc.pdf> modifiziert übernommen.

Laserstrahl. Daraus resultiert eine rückstellende Kraft. Für Atome links des Nulldurchgangs gilt entsprechendes. Eine genauere Simulation des Einfangens von Atomen in einer eindimensionalen Falle ist in Anhang D beigefügt. Eine ausführliche Diskussion dieses Fallentyps findet sich unter anderem in [MET99] und [REP07].

Die zeitliche Entwicklung der Anzahl  $N$  der in einer MOT gefangenen Atome kann über eine einfache Ratengleichung beschrieben werden [CAB90]:

$$\frac{dN}{dt} = \gamma_{MOT} - \frac{N}{\tau_{MOT}} - \beta_{MOT} \frac{N^2}{V}. \quad (4.1.1)$$

Dabei beschreibt  $\gamma_{MOT}$  die konstante Laderate der MOT, die durch den Fluss der Atome aus dem Zeeman-Slower bestimmt ist. Der Parameter  $\tau_{MOT}$  beschreibt die Zerfallszeit der MOT durch Verluste, wie Stöße mit dem Hintergrundgas und den Atomen des Atomstrahls;  $\beta_{MOT}$  ist ein Maß für die von der Atomdichte  $N/V$  ( $V$  ist das Volumen der MOT) abhängigen Zweikörperverluste durch Stöße der gefangenen Atome miteinander. Bei niedrigen Dichten  $N/V$  (z.B. am Beginn des Ladevorgangs) spielen die Zweikörperverluste keine Rolle und man erhält für  $\beta_{MOT} = 0$  und die Anfangsbedingung  $N(0) = 0$  die einfache Lösung

$$N(t) = N_0 \cdot \left[ 1 - e^{-t/\tau_{MOT}} \right]. \quad (4.1.2)$$

Dabei ist  $N_0 = \tau_{MOT} \cdot \gamma_{MOT}$  die Anzahl der Atome in der MOT.

#### 4.1.2. Versuchsaufbau

Zur Messung der Laderate wird die MOT mit einer Linse (Durchmesser  $d = 50.8$  mm, Brennweite  $f = 125$  mm, Bild- und Gegenstandsweite  $b = g \approx 2 \cdot f$ ) auf eine Photodiode (Thorlabs, Typ DET36A) abgebildet. Der Photostrom  $I_{PD}$  dieser Diode wird als Spannung  $U_{PD}$  über einem Widerstand von etwa  $1 \text{ M}\Omega$  gemessen. Abbildung 4.2 zeigt den Versuchsaufbau.

Um die Ladekurve aufzuzeichnen wird eine kurze Experiment-Sequenz abgespielt (siehe Abb. 4.2(b)). Zunächst werden die Spulen der MOT für einige Sekunden abgeschaltet, während die Laser an bleiben. In dieser Zeit verschwinden alle evtl. noch vorhandenen kalten Atome aus dem Fallenvolumen. Danach wird das MOT-Magnetfeld wieder angeschaltet und die Falle lädt. Das Fluoreszenzsignal wird aufgezeichnet. 250ms vor dem Anschalten der Spulen wird ein kurzer Triggerimpuls abgegeben, der über einen Kondensator auf das Diodensignal eingekoppelt wird. Dieser dient als Zeitmarke. Die Sequenz ist in Anhang G.1 abgedruckt.

Das Aufzeichnen der Spannung  $U_{PD}$  und die Ansteuerung der MOT-Spulen wird durch die ab Kapitel 5 beschriebene Experimentsteuerung realisiert. Durch ein Matlab-Skript, das die Sequenz startet und auch die Spannung an der Photodiode aufzeichnet, kann der Ablauf des gesamten Experiments automatisiert werden. Nach dem Start des Skriptes durchläuft es einen vorgegebenen Bereich der Spulenströme und misst jeweils einige Ladekurven. Ein Beispiel einer solchen Kurve ist in 4.2(c) gezeigt. Es zeigt sich, dass die Lösung (4.1.2) diese Ladekurven gut beschreibt. Aus einem Fit an die Ladekurve kann die Atomzahl  $N_0$  der voll geladenen MOT und die Laderate  $\gamma_{MOT}$  bestimmt werden.

Um aus der Spannung  $U_{PD}$  die Lichtleistung  $P_{PD}$ , die auf die Photodiode auftrifft zu berechnen, muss die Photodiode geeicht werden. Der Zusammenhang ist linear  $P_{PD} = \alpha \cdot U_{PD}$  [SAL91]. Der Faktor  $\alpha$  wurde mit Hilfe eines Lichtleistungs-Messgeräts bestimmt. Es gilt für die Wellenlänge der  $D_2$ -Linie von Natrium:

$$\alpha = (3.50 \pm 0.05) \frac{\mu\text{W}}{\text{V}}.$$

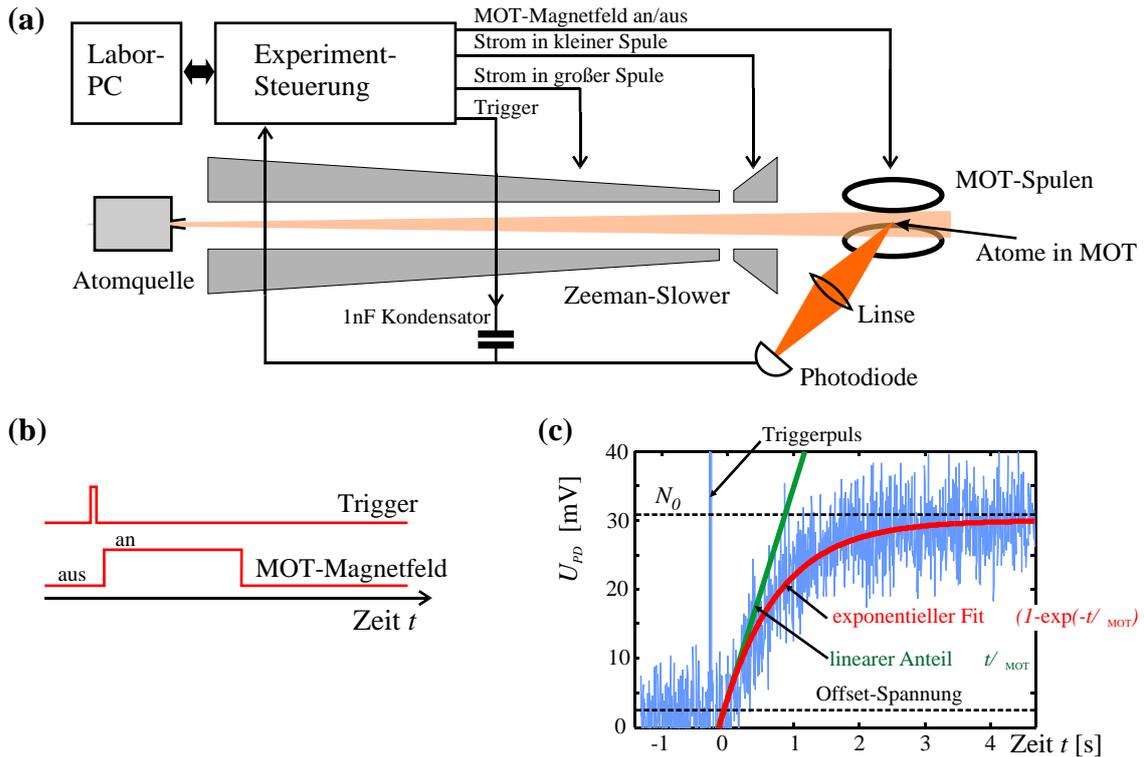


Abb. 4.2. | (a) Aufbau eines Versuchs zur Messung von Laderate und Atomzahl einer MOT, (b) Experimentsequenz, die dazu nötig ist, (c) typischer Verlauf des Photodiodensignals. In (c) ist blau eine reale Messung eingetragen. Die rote Linie stellt einen exponentiellen Fit an diese Kurve dar.

Die Streurrate der Atome in der MOT ist nach Gleichung (2.3.1)

$$R = \frac{\Gamma}{2} \frac{6s_0}{1 + 6s_0 + \left(\frac{2\delta_0}{\Gamma}\right)^2}. \quad (4.1.3)$$

$s_0$  ist die Sättigung eines MOT-Strahl und der Faktor 6 berücksichtigt tatsächlich vorhandenen sechs MOT-Strahlen. Die Sättigung betrug während der Messung etwa  $s_0 = 1$ . Die Verstimmung war  $\delta_0 = -2\pi \cdot 11$  MHz. Die Photonen werden von den Atomen in alle Raumrichtungen gestreut, aber die Photodiode deckt nur einen kleinen Raumwinkel  $d\Omega_{\text{Linse}}$  ab, der durch den Linsendurchmesser und deren Abstand gegeben ist. Die Linse kann so maximal 0.26% aller Photonen auffangen und auf die Diode fokussieren. Davon wird nur ein Anteil von etwa 92% detektiert. Der Rest geht an den unbeschichteten Grenzflächen der Glaszelle verloren (etwa 4% pro Grenzfläche). Damit ergibt sich die Gesamtzahl  $N(t)$  der Atome in der Falle aus der Lichtleistung  $P_{PD}(t)$  zu:

$$N(t) = \frac{P_{PD}(t)}{0.26\% \cdot 92\% \cdot R \cdot \hbar\omega_{\text{Laser}}}. \quad (4.1.4)$$

Dabei ist  $\omega_{\text{laser}}$  die Laserfrequenz.

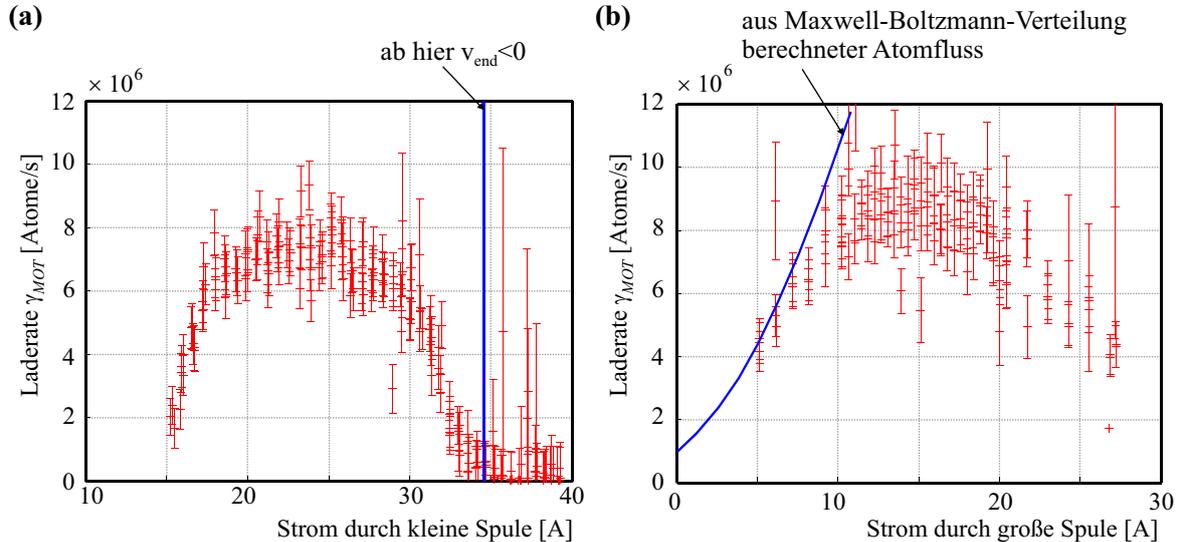
### 4.1.3. Ergebnisse

Um die in Abschnitt 3.3.2 berechneten Ströme durch die Spulen des Zeeman-Slowers zu überprüfen, wurde die Laderate  $\gamma_{MOT}$  der MOT für einen festen Strom  $I_{\text{groß}} \approx 25$  A durch die große Slower-Spule und für verschiedene Ströme durch die kleine Spule vermessen. Die selbe Messung wurde für den

umgekehrten Fall von konstantem Strom  $I_{\text{klein}} \approx 27 \text{ A}$  in der kleinen Spule und variablem Strom in der großen Spule durchgeführt. Abbildung 4.3 zeigt die Ergebnisse dieser Versuche.

Im Graph Abb. 4.3(a) liefert die große Slower-Spule einen konstanten Atomfluss. Für kleine Ströme durch die kleine Spule ist das Magnetfeld kleiner und die Atome fallen mit höherer Geschwindigkeit aus der Resonanz, sodass sie ab einem bestimmten Punkt schneller als die Einfanggeschwindigkeit der MOT sind. Deren Laderate sinkt also. Wird der Strom zu groß, so werden die Atome zu stark abgebremst. Die Laderate verschlechtert sich hierbei, weil sich der langsame Atomstrahl auf der Flugstrecke zur MOT stark verbreitert und so nur noch wenige Atome eingefangen werden können. Wird der Strom noch größer, so können die Atome ihre Richtung ganz umkehren und die MOT nie erreichen. Das Magnetfeld, ab dem die Atome umkehren ist in Abb. 4.3(a) durch eine Linie markiert und liegt bei einem Strom von etwa 34.7 A. Der Strombereich zwischen 20 A und 30 A deckt also ungefähr den Einfanggeschwindigkeitsbereich der MOT ab. Diese Werte decken sich auch in etwa mit dem für eine Endgeschwindigkeit von 30 m/s berechneten Spulenstrom.

Die Messungen in Abb. 4.3(b) zeigen eine Abhängigkeit des Laderate vom Strom durch die große Slower-Spule. Für kleiner werdende Ströme wird ein immer geringerer Anteil der Maxwell-Boltzmann-Verteilung eingefangen, da die Einfanggeschwindigkeit sinkt. Dieser Anteil steigt mit höherem Strom. Der aus dem Integral über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung erwartete Fluss ist als blaue Kurve eingezeichnet. Auf der anderen Seite bewirkt ein höherer Strom auch einen steileren Gradienten des Magnetfelds, sodass die Atome mit höherer Wahrscheinlichkeit an Unebenheiten des Magnetfelds oder dem starken Gradienten am Spulenende die Resonanz verlassen und für den Bremsvorgang verloren sind. Der berechnete Strom für die große Slower-Spule lag bei etwa 17 A, was einem optimalen Betriebspunkt nahe kommt.



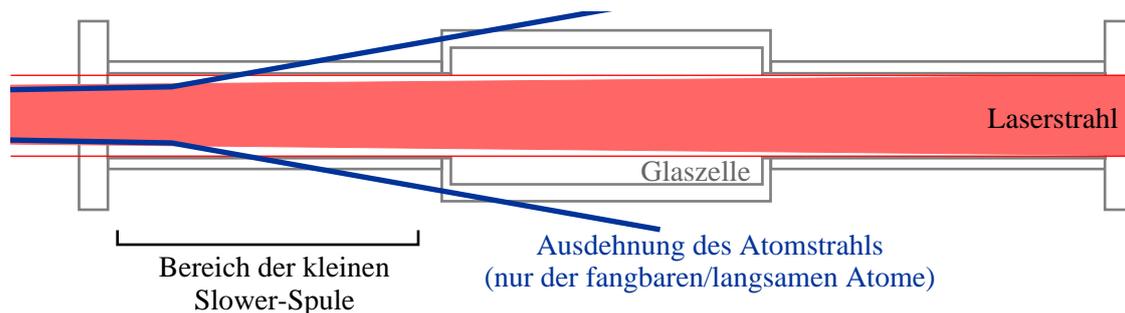
**Abb. 4.3.** | (a) Laderate der MOT in Abhängigkeit vom Strom durch die kleine Spule. (b) Laderate der MOT in Abhängigkeit vom Strom durch die große Slower-Spule zusammen mit dem aus der Maxwell-Boltzmann-Verteilung erwarteten Fluss. Die angegebenen Fehler sind jeweils das 95%-Konfidenzintervall des Fits.

Aus dem Natrium-Atomfluss, der den Ofen verlässt, kann man nach der Kollimation etwa einen Fluss von  $10^{12}..10^{13}$  Atomen pro Sekunde im Zeeman Slower abschätzen (siehe Abschnitt 1.3.1). Davon sollten etwa 40% gebremst werden (siehe Abschnitt 3.2). Auf dem Weg zur MOT können nochmals etwa 50..70% der Atome durch die Aufweitung des Strahls im engen Glas-Metall-

Übergang verloren gehen (siehe Abb. 2.11(c,d)). Die Laderate liegt mit maximal etwa  $1.1 \cdot 10^7$  Atomen pro Sekunde aber um mindestens drei Größenordnungen unter dem erwarteten Wert. Der Zeeman-Slower muss also noch weiter optimiert werden.

Neuere Versuche zeigen, dass eine Verringerung der Intensitäten in den MOT-Strahlen die Laderate und Atomzahl der MOT verbessern. Dies deutet darauf hin, dass sog. Licht-unterstützte Stöße zwischen den Atomen stattfinden, die zur Bildung von (nicht fangbaren) Molekülen aus angeregten Atomen führen können (vgl. auch [STU01, JUL91]). Eine weitere Verbesserung der Laderate ergibt sich durch das Anheben der Ofentemperatur, was zu einem höheren Gesamtfluss der Natriumatome führt.

Eine weitere mögliche Ursache für die niedrige Laderate ist eine schlechte Ausrichtung des Atomstrahls, sodass nur ein kleiner Teil der Atome den Slower oder die Glaszelle tatsächlich erreichen, während der Rest der Atome die differentiellen Pumpröhrchen nicht passieren kann. Außerdem bestehen noch Probleme mit dem Slower-Laserstrahl: Er ist nicht rund, sondern elliptisch, sodass er in einer Richtung einen größeren Teil des Atomstrahls überdeckt, als in der anderen Richtung. Durch die engen Überleitungen von und zur Glaszelle (Innendurchmesser etwa 20mm) und die Fokussierung des Laserstrahls auf die Ofenöffnung, vermindert sich sein Durchmesser bereits innerhalb der kleinen Slower-Spule soweit, dass er nicht den gesamten Atomstrahl überdecken kann. Der Atomstrahl beginnt sich auch innerhalb der Überleitungen stark auszuweiten, wie es in Abschnitt 2.6.2 diskutiert wurde, was den Effekt noch verschlimmert. Abbildung 4.4 verdeutlicht die Situation an einer Skizze. Eine mögliche Lösung dieses Problems wäre eine Verschiebung des Laserstrahlfokus.



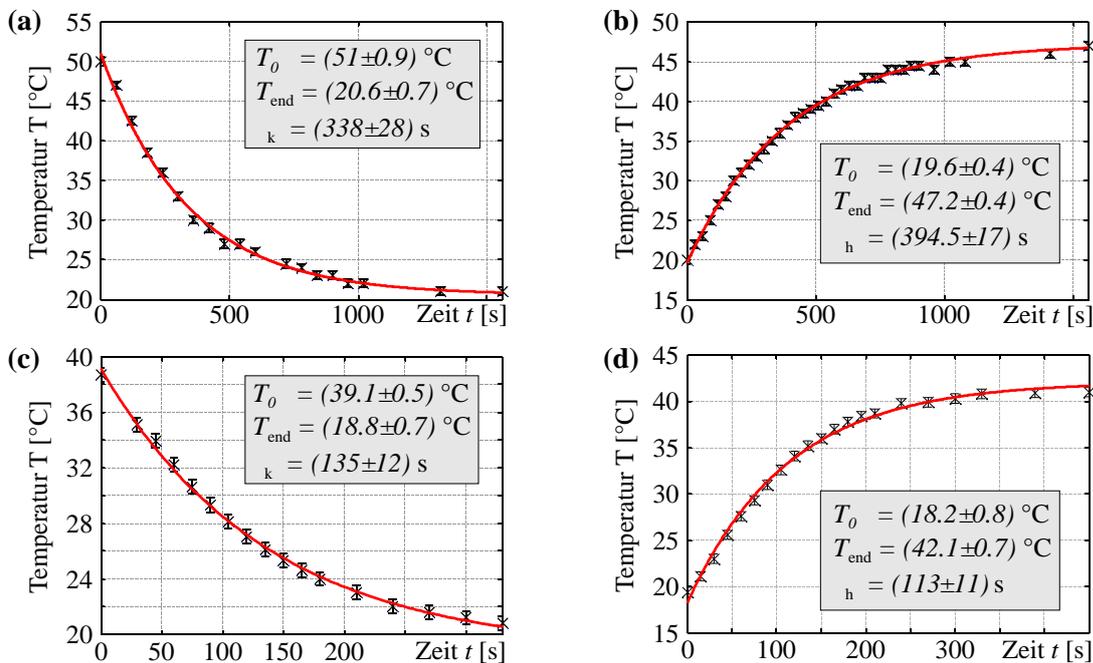
**Abb. 4.4.** | Skizze der Glaszelle (grau) mit dem fokussierten Slower-Laserstrahl (rot) und dem langsamen Atomstrahl (blau). Die Zeichnung ist in vertikaler Richtung gedehnt, um den Effekt besser sichtbar zu machen. Die Ausdehnung des Atomstrahls führt dazu, dass viele Atome gegen die Glaswände prallen.

## 4.2. Thermisches Verhalten des Zeeman-Slowers

Neben dem Bremsverhalten des Zeeman-Slowers sind auch seine thermischen Eigenschaften wichtig. Die Spulen heizen sich im laufenden Betrieb außen bis auf etwa  $50^\circ\text{C}$  auf, da der Stycast-Kleber die Wärme nur sehr ineffektiv zum innen liegenden Kühlwasser leitet. Die Messingträger bleiben auf etwa  $18^\circ\text{C}$ , was der Temperatur des Kühlwassers entspricht. Damit bringen die Spulen eine nicht unerhebliche Wärmemenge nahe an einige wichtige Elemente des Aufbaus (z.B. MOT- und Abbildungsoptik). Da zumindest die kleine Spule während der Experimente an- und abgeschaltet wird, kann sich ihre Temperatur ändern. Die Spule wird wohl etwa 50% der 30 bis 60s langen Experimente ausgeschaltet sein, damit ihr Magnetfeld das Feld der Magnetfalle nicht stört. Es ist also interessant die Zeitskalen zu kennen, auf denen sich die Temperatur der Spulen ändert. Außerdem gibt es für das Netzteil der kleinen Spule keinen Konstantstrommodus, sodass der Strom durch diese Spule im Konstantspannungsmodus vom Widerstand der Spule und damit der Tempe-

ratur abhängt. Das zweite Problem lässt sich durch die bereits in Abschnitt 3.3.3 vorgeschlagene Stabilisierung beheben.

In einem einfachen Modell folgt für den Zeeman-Slower ein exponentieller An- bzw. Abstieg der Temperatur beim Heizen bzw. Kühlen. Abbildung 4.5 zeigt Messungen der Temperatur des Slowers beim Heizen und Abkühlen. Es sind jeweils exponentielle Modellkurven an die Daten gefittet und deren Parameter Anfangstemperatur  $T_0$ , Endtemperatur  $T_{\text{end}}$  und Zeitkonstante  $\tau_{h,k}$  angegeben.



**Abb. 4.5.** | (a) Abkühlen der großen Slower-Spule. (b) Aufheizen der großen Slowerspule bei einer mittleren Leistung von  $P_{\text{el}} \approx 570 \text{ W}$  (c) Abkühlen der kleinen Slower-Spule. (d) Aufheizen der kleinen Slowerspule bei einer mittleren Leistung von  $P_{\text{el}} \approx 130 \text{ W}$ . Die Fehlerbalken geben jeweils die Unsicherheiten bei der Temperaturmessung von  $\pm 0.5^\circ\text{C}$  an. Das Kühlwasser war bei allen vier Vorgängen eingeschaltet. In den grau hinterlegten Kästen finden sich die Ergebnisse der Fits.

**Teil II.**

**Computer-Steuerung**



# 5. Anforderungen

Dieses Kapitel erläutert die Anforderungen, die an eine Steuerung für einen Aufbau vom Typ des NaLi-Experiments zu stellen sind. Abschnitt 5.2 fasst sie dann in einem kurzen Pflichtenheft zusammen.

## 5.1. Anforderungen an die Steuerung des NaLi-Experiments

Während des gesamten Ablaufs eines Experiments, wie es in der Einleitung beschrieben wurde, müssen verschiedene Geräte angesteuert werden. Einige Beispiele dafür sind: Laserstrahlen werden durch AOMs und Strahlunterbrecher im Strahlengang des Lasers (siehe Abschnitt 3.3.4 über den optischen Aufbau) an- und abgeschaltet. Die Frequenzen und Intensitäten der einzelnen Laserstrahlen lassen sich ebenfalls über AOMs einstellen. Die Spulen der Magnetfalle, des Zeeman-Slowers und für die Erdmagnetfeld-Kompensation können an- und abgeschaltet werden. Außerdem ist die Stromstärke einiger dieser Spulen einstellbar. Für die Absorptionsabbildung wird eine CCD-Kamera eingesetzt. Sie benötigt kurze Laserpulse zur Belichtung (einige Mikrosekunden lang) und ein Trigger-Signal, das die Blende öffnet. Eine vollständige Experiment-Sequenz dauert ca. 30 bis 60s, währenddessen Signale mit einer zeitlichen Auflösung von einigen Mikrosekunden erzeugt werden. Die Steuerspannungen sollen möglichst fein einstellbar sein und wenig Rauschen aufweisen, damit etwa die Magnetfelder und die Laserfrequenzen nicht unnötig rauschen. Dies würde zu einem unerwünschten Heizen der gefangenen Atome führen.

Weltweit gibt es viele Experimente mit ultrakalten Atomgasen, die in etwa den selben Ablauf haben und ähnliche Zeitskalen aufweisen. Es hat sich gezeigt, dass PC-gestützte Steuerungen für solche Anwendungen gut geeignet sind. Sie ermöglichen eine komfortable Definition der Experiment-Sequenz und eine einfache Einstellung von Parametern. Außerdem ist ein automatisiertes Ablaufen der Experimente (Parameter-Scans) leicht zu implementieren. Viele Arbeitsgruppen nutzen selbst entwickelte Software- und Hardware-Lösungen für diesen Zweck. In unserer Arbeitsgruppe existiert bereits eine Steuerung für das Rubidium-BEC-Experiment, die von Thomas Anker entworfen wurde. Dieses etwa sieben Jahre alte System hat eine maximale Zeitauflösung von 1 ms, die den Anforderungen im NaLi-Experiment nicht genügt. Darum wurde ein vollkommen neues System entworfen und implementiert.

In den Entwurf der Steuerung flossen Erfahrungen und Ideen aus dem BEC-Labor unserer Arbeitsgruppe und aus verschiedenen anderen Gruppen, die sich ebenfalls mit ultrakalten Atomgasen beschäftigen, ein (siehe z.B. [OWE04, AND06, DU05]). Die eingesetzten Systeme unterscheiden sich in der verwendeten Hardware (kommerziell oder selbst aufgebaut), in der Software-Plattform (C++, Matlab, LabView etc.) sowie in der Definitionsart für Sequenzen. Vielen Systemen ist aber gemein, dass die Experiment-Sequenzen abschnittsweise aus primitiven Formen wie linearen Rampen, konstanten Abschnitten und Pulsen zusammengesetzt werden.

## 5.2. Ein Pflichtenheft für die Steuerung des NaLi-Experiments

Dieser Abschnitt fasst die Anforderungen an die NaLi-Steuerung zusammen. Die genaue Beschreibung des Systems erfolgt dann in den Kapiteln 6 bis 8.

1. Das Steuersystem muss mindestens sechzehn analoge Ausgänge zur Verfügung stellen, die bei einem Ausgangsspannungsbereich von  $-10..10\text{V}$  eine Auflösung von mehr als 12 Bit aufweisen. Die Anzahl der Kanäle wurde so festgelegt, dass sowohl für das Kühlen von Natrium als auch von Lithium genügend Parameter eingestellt werden können. Zusätzlich werden mindestens 32 digitale Ausgänge (TTL-konform) benötigt, um weitere Geräte (Strahlunterbrecher etc.) an- und abzuschalten. Es werden auch einige wenige analoge Eingänge eingesetzt, um etwa ein Photodiodensignal aufzuzeichnen oder Temperaturen zu überwachen. Hierfür sind potentialfreie, differentielle Eingänge sinnvoll.
2. Damit die einzelnen Ausgänge im Experiment leicht zu benutzen sind, müssen Sie über BNC-Verbinden zugänglich sein. Ein Großteil der Kanäle sollte in der Nähe des optischen Aufbaus (Lasertisch) verfügbar sein, da sich dort auch die anzusteuende Elektronik (AOM-Treiber etc.) befindet.
3. Alle Kanäle sollen aufeinander zeitlich synchronisiert, in einer 30..60s lange Sequenz bei einer Zeitauflösung von weniger als  $10\mu\text{s}$  einsetzbar sein.
4. Die Definition von Sequenzen muss einfach und möglichst flexibel sein, sodass sie für neue Mitarbeiter leicht zu erlernen ist. Auch eine Parametrisierung von einmal definierten Sequenzen (z.B. über Variablen) ist wünschenswert, da dies ein einfaches Durchlaufen eines ganzen Parameterbereichs und somit automatisierte Experimente ermöglicht. Die Steuerung soll den Benutzer bei der Fehlersuche unterstützen, indem sie neben formalen Fehlern auch logische Fehler in Sequenzdefinitionen, wie z.B. Kollisionen von einzelnen Anweisungen, anzeigt. Auch eine graphische Anzeigefunktion für die Sequenzen wird benötigt.
5. Da zur Auswertung der Messergebnisse oft Matlab benutzt wird, ist eine Schnittstelle der Steuerung zu diesem Numerik-Paket vorzusehen.
6. Eine weitere wichtige Anforderung ist eine gewissen Zukunftssicherheit des Systems. Dies bedeutet vor allem den Einsatz von aktueller PC-Hardware und Industriestandard-Komponenten, sodass auch in einigen Jahren noch Ersatzteile verfügbar sein werden.

## 6. Hardware der Steuerung

Dieses Kapitel beschreibt die Hardware des Ein-/Ausgabesystems (I/O-System) von der Firma National Instruments, das für das NaLi-Experiment eingesetzt wird. In Abschnitt 6.3 sind einige Messungen zur Charakterisierung der Ein- und Ausgänge des Systems zusammengetragen. Es zeigt sich, dass fast die gesamte 16 Bit Auflösung der analogen Kanäle genutzt werden kann.

### 6.1. Gesamtsystem

Die Experiment-Steuerung im NaLi-Labor gliedert sich in zwei PCs, an die ein I/O-System der Firma National Instruments (Steuer-PC) und eine Retiga EXi CCD-Kamera der Firma QImaging (Kamera-PC) angeschlossen sind (Details der verwendeten PCs finden sich in Anhang B). Ein dritter PC (Labor-PC) führt Matlab und eine grafische Oberfläche aus, die eine komfortable Kontrolle über das Experiment ermöglicht. Abbildung 6.1 zeigt ein Schema des Aufbaus.

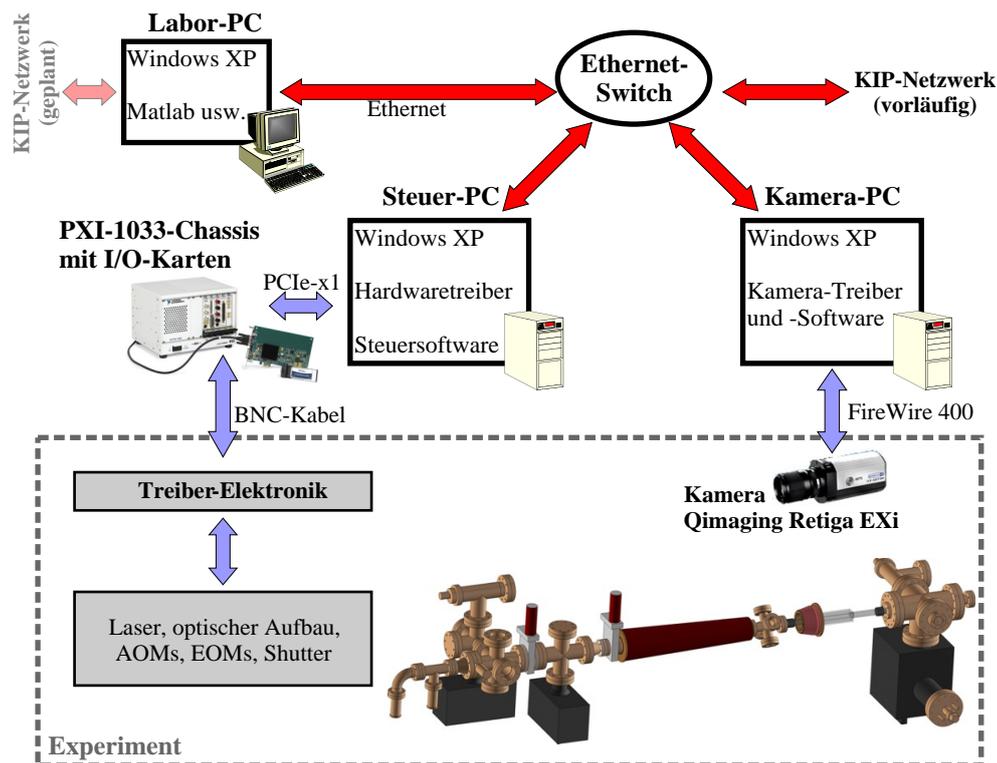


Abb. 6.1. | Schematischer Aufbau der Hardware zur NaLi-Experiment-Steuerung

Die Rechner sind durch einen Ethernet-Switch gekoppelt, der momentan noch direkt am Institutsnetzwerk hängt. Später wird der Labor-PC als Brücke zwischen diesem „öffentlichen“ und dem Labornetzwerk dienen, um unnötigen Netzwerk-Verkehr aus dem Labor fern zu halten.

An den Steuer-PC sind I/O-Karten der Firma National Instruments (NI) angeschlossen (in Abb. 6.1 zusammengefasst als PXI-1033-Chassis). Sie werden im nächsten Abschnitt näher beschrieben.

Die National Instruments-Hardware ist über eine PCIe-x1-Einsteckkarte<sup>1</sup> mit dem PC verbunden. Es bleiben so auf dem Mainboard noch weitere PCIe- und PCI-Steckplätze frei, um zusätzliche Hardware, wie etwa eine GPIB-Karte<sup>2</sup> zu installieren. Diese ermöglicht es, einige der im Experiment eingesetzten Geräte (z.B. Funktionsgeneratoren) zu programmieren.

Der Kamera-PC hat nur die Aufgabe, die Bilder der CCD-Kamera einzulesen und über das Netzwerk zur Verfügung zu stellen. Auf das Bildaufnahme-System wird näher in Kapitel 8 eingegangen.

## 6.2. National Instruments I/O-System

Für die I/O-Karten wurde ein System von National Instruments gewählt, da es das beste Preis/Leistungs-Verhältnis bot. Außerdem besteht es nicht aus PCI-Einsteckkarten, sondern aus einem PXI-Bus-Chassis<sup>3</sup> mit drei Einsteckkarten. Beim PXI-Bus handelt es sich um einen PCI-Bus mit zusätzlichen Synchronisierungsleitungen. Dieser ist aber nicht auf einem PC-Mainboard untergebracht, sondern in einem externen 19-Zoll-Gehäuse, in das die Erweiterungskarten eingesteckt werden. Ein solches PXI-System kann entweder mit einem eigenen Steuer-Rechner bestückt werden, oder aber (wie in unserem Fall) mit einem PC verbunden sein. Die Verbindung erfolgt über den erst vor drei Jahren eingeführten PCIe-Bus, was eine gewisse Zukunftssicherheit garantiert. Aufgrund der großen Bandbreite des PCIe-Busses (max. 250 MBytes/s) kann die volle Datenübertragungsrate des PXI-Busses (im PXI-1033 bis zu 110 MBytes/s) genutzt werden. Abbildung 6.2 zeigt schematisch den internen Aufbau des PXI-1033-Chassis. Neben den Bussen und dem Interface zum PC (MXI-Interface) erkennt man noch ein 400 W-Netzteil zur Versorgung der Einsteckkarten und einen 10 MHz-Referenz-Oszillator, der zur Synchronisierung der eingesteckten Karten genutzt werden kann. Der Stern-Trigger wird im NaLi-Experiment nicht benutzt. Er umfasst spezielle Triggerleitungen, die von einem ausgezeichneten Steckplatz ausgehen.

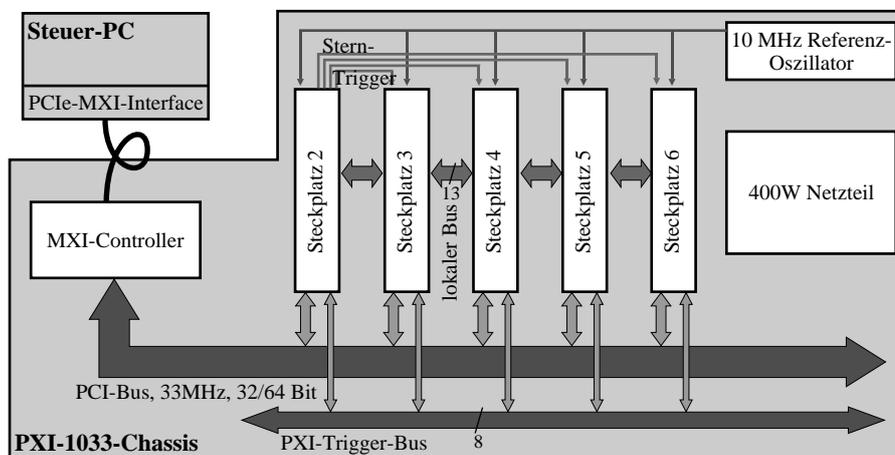


Abb. 6.2. | Schematischer Aufbau des PXI-1033-Chassis. Ein externer Steckplatz 1 existiert am PXI-1033-Chassis nicht. Er wird intern für das MXI-Interface verwendet.

<sup>1</sup>PCI = Peripheral Component Interconnect ist ein Standard-Bussystem in Computern, über das Erweiterungen (Netzwerkkarten, Soundkarten etc.) angeschlossen werden können. PCIe = PCI Express Bus, der Nachfolger des PCI-Busses

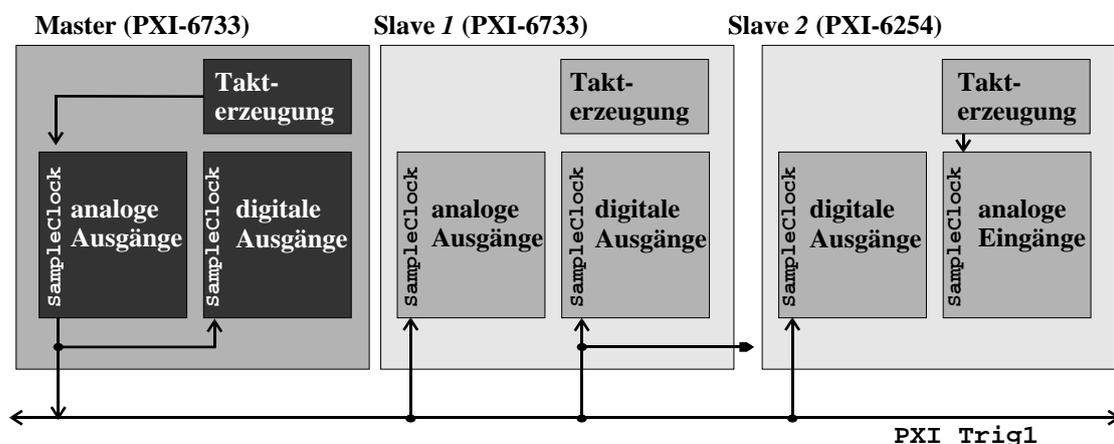
<sup>2</sup>GPIB = General Purpose Interface Bus, ein paralleles Bussystem, über das Laborgeräte (z.B. Funktionsgeneratoren) programmiert werden können.

<sup>3</sup>PXI = PCI extensions for Instrumentation, siehe <http://www.pxisa.org/> (letzter Zugriff: 20.1.2008). Der PXI-Bus ist ein Industriestandard, der von mehreren Herstellern unterstützt wird.

Anz.	Karte	Features
2	<b>PXI-6733</b>	Analogausgabe-Karte <i>Analog-Ausgänge:</i> 8, synchronisierbar <i>Auflösung:</i> 16 Bit, ein DA-Wandler pro Kanal <i>Spannungsbereich:</i> $-10\dots+10\text{V}$ <i>TTL-Kanäle:</i> 8, synchronisierbar <i>Zähler:</i> 2, 24 Bit, 20MHz <i>max. Samplerate:</i> 0.7 – 1 MS/s (analog), 10MS/s (digital) <i>Datenübertragung:</i> FIFO-gepuffert, DMA und PIO <i>Puffer:</i> 8192 Samples (analog), 2048 Samples (digital)
1	<b>PXI-6254</b>	Multi-DAQ-Karte <i>Analog-Eingänge:</i> 32 (gegen Masse), bzw. 16 (differentiell) <i>Eingangswiderstand:</i> $10\text{G}\Omega \parallel 100\text{pF}$ <i>Auflösung:</i> 16 Bit, ein AD-Wandler für alle Kanäle <i>Spannungsbereich:</i> $-10\dots+10\text{V}$ , zuschaltbarer Verstärker und Filter <i>TTL-Kanäle:</i> 32 (synchronisierbar) + 16 (unsynchronisiert) <i>Zähler:</i> 2, 32 Bit, 80MHz <i>max. Samplerate:</i> 1 – 1.25 MS/s (analog), 10MS/s (digital) <i>Datenübertragung:</i> FIFO-gepuffert, DMA und PIO <i>Puffer:</i> 2047 Samples (digital), 4095 Samples (analog)

**Tabelle 6.1.** | Spezifikation der im NaLi-Experiment eingesetzten I/O-Karten. Die untere Grenzen der Sample-Raten gelten jeweils bei der gleichzeitigen Verwendung vieler Kanäle, während die obere Grenze nur bei der Benutzung weniger Kanäle erreicht wird. Die folgenden Abkürzungen wurden verwendet: PIO = programmed IO, DMA = direct memory access, FIFO = First-In First-Out, DAQ = Data Acquisition

Das PXI-Chassis ist mit insgesamt drei I/O-Karten bestückt, sodass noch Platz für zwei zusätzliche Erweiterungen bleibt. Die verwendeten Karten sind in der Tabelle 6.1 detailliert aufgeführt. Die Sample-Raten der Karten sinken beim gleichzeitigen Einsatz vieler Kanäle. Jede Karte besitzt einen FIFO-Puffer, in dem einige tausend Samples zwischengespeichert werden. Die Daten können auf diese Weise effizient, block-weise übertragen werden.



**Abb. 6.3.** | Synchronisierende Verschaltung der Takterzeuger mit den einzelnen I/O-Karten.

Abbildung 6.3 zeigt die Verschaltung der Karten untereinander. Die einzelnen Karten enthalten jeweils eine Schaltung zur Takterzeugung, sodass sie unabhängig voneinander betrieben werden können. Die digitalen und analogen Ausgabe-Einheiten besitzen einen (internen) Eingang namens `SampleClock`, der mit dem Takterzeuger verbunden wird. Über den PXI-Trigger-Bus kann man die Signale des Takterzeugers einer Master-Karte (eine der PXI-6733-Karten) auf die anderen Karten im Chassis weiterleiten, um alle zu synchronisieren. Insbesondere die Takterzeugung auf der Analog-Eingabe-Karte PXI-6254 ist somit frei und kann zum synchronisierten Einlesen von Signalen, unabhängig von der Sequenzausgabe, genutzt werden.

Die National Instruments I/O-Karten führen ihre Signale auf hoch-kompakte Stecker an ihrer Vorderseite. Um die Signale im Experiment zugänglich zu machen, wurden insgesamt vier Anschlusskästen gebaut (siehe Abb. 6.4). Sie ermöglichen den Zugang zu den Signalen der Karten mittels BNC-Steckern. Zusätzlich enthält jedes dieser Gehäuse eine Reihe von 4 mm-Bananenbuchsen, die verschiedene Spannungen (GND,  $\pm 12$  V und 5 V) zur Versorgung von Kleinelektronik bereitstellen. Diese stammen aus einem 60 W-Netzteilmodul *NMC 101 S* der Firma *FG Elektronik*.

Die zwei Experimentiertische im NaLi-Labor wurden über einen sog. BNC-Bus verbunden. Dies sind insgesamt zwanzig BNC-Kabel, die zwischen den Tischen verlegt und getestet wurden. Sie vereinfachen die Weiterleitung von Steuer- und Messsignalen zwischen den Tischen deutlich.

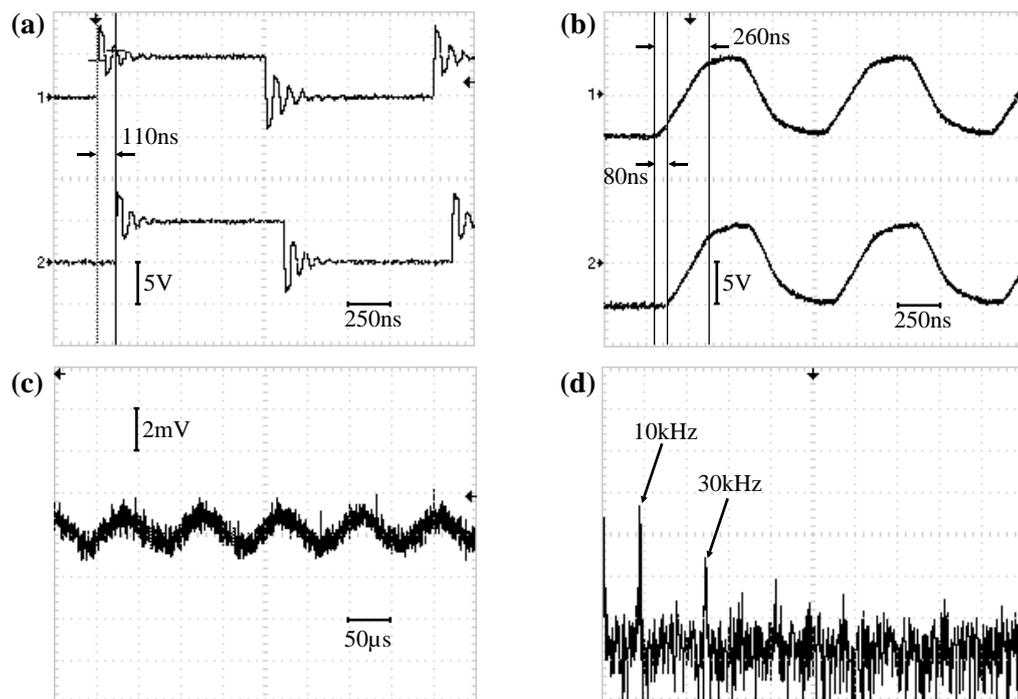


Abb. 6.4. | Foto einer der vier Anschlusskästen.

### 6.3. Charakterisierung der Ausgangssignale

Es wurden einige Messungen durchgeführt, um die genauen Eigenschaften der Ausgänge der Steuerung zu bestimmen. Dazu wurden die Kanäle direkt an ein Oszilloskop mit einer Eingangsimpedanz von  $1\text{ M}\Omega \parallel 20\text{ pF}$  angeschlossen. Die Digitalkanäle zeigen an einer solchen Last ein etwa 350 ns langes Einschwingen auf den neuen Wert, wie es in Abb. 6.5(a) gezeigt ist. Die Potentialwechsel der digitalen Ausgänge können auf benachbarte (auch analoge) Kanäle übersprechen (Amplitude ca. 200 mV). Dieser Effekt wird wohl hauptsächlich durch die Kabel verursacht, die die Signale von den Karten zu den Anschlusskästen leiten. Dort fördert die räumliche Nähe der Signale trotz Paarverseilung der Adern mit einer Masse-Leitung das Übersprechen. Das Übersprechen auf andere Digitalkanäle bleibt für die angeschlossene Elektronik folgenlos, weil deren Schaltschwelle (z.B. bei TTL-Eingängen: 800 mV) i.A. über der Amplitude von 200 mV liegt.

Die Analogausgänge weisen eine relativ große Anstiegszeit von 200..300 ns auf, die in Abb. 6.5(b) gezeigt ist. Ihnen ist außerdem ein weißes Grundrauschen mit einer Amplitude von etwa 1 mV überlagert (siehe Abb. 6.5(c)). Der kleinste Spannungsschritt der 16 Bit-Digital-Analog-Wandler ist 0.3 mV, sodass 1..2 Bit der Wandler-Auflösung durch das Rauschen verloren gehen. Zusätzlich ist den Kanälen noch ein Frequenzrauschen mit einer Effektivamplitude von etwa 2.4 mV (entspricht



**Abb. 6.5.** | Charakterisierung der digitalen (a) und analogen (b-d) Ausgänge der Steuerung. (c) zeigt das Rauschen eines Analogausgangs und (d) das Frequenzspektrum von (c).

etwa 3 Bit) überlagert, das in Abb. 6.5(c,d) dargestellt ist. Es weist Frequenzkomponenten bei Vielfachen der Modulationsfrequenz  $F_{\text{spek}}$  der Spektroskopiezelle zur Laserstabilisierung (siehe Abschnitt 3.3.4 und [WEI07]) auf, die sich in etwa 1.5m Abstand von der Steuerung befindet. Die Natrium-Spektroskopiezelle ist von einer Spule umgeben, die mit einer Wechselspannung der Frequenz  $F_{\text{spek}} \approx 10\text{kHz}$  angesteuert wird. Um dieses Problem zu beheben kann man entweder versuchen die Spule abzuschirmen (z.B. mit  $\mu$ -Metall) oder die Frequenzen auszufiltern. Für die Filterung kann z.B. ein Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz kleiner als 10kHz eingesetzt werden, wenn nur langsame Signale ausgegeben werden sollen. Eine weitere Möglichkeit wäre eine Bandsperre, die gezielt die eingestreuten Frequenzen ausfiltert.

Die Synchronizität der Ausgabe bei Verwendung der Verschaltung aus Abb. 6.3(a,b) bleibt auch bei langen Sequenzen sehr gut erhalten. Zwei digitale oder analoge Ausgänge auf einer Karte können zu leicht unterschiedlichen Zeitpunkten ihren Zustand ändern. Diese Verschiebung zwischen den Kanälen wurde für verschiedene Kanäle vermessen, war aber für beliebige Kanalpaare nie größer als etwa 110ns, also ca. 10% der kürzesten möglichen Pulslänge von  $1\mu\text{s}$ . Diese Verzögerung ist in Abb. 6.5 eingezeichnet. Die Verzögerung zwischen analogen und digitalen Kanälen bewegt sich in der selben Größenordnung.

Das Rauschen der analogen Eingänge wurde mit Hilfe einer Batterie vermessen, die eine rauscharme Spannungsquelle darstellt. Die Spannung der Batterie wurde 1000 mal an einem Analogeingang aufgenommen. Der Abstand zweier Messungen betrug  $1\mu\text{s}$ . Dabei ergab sich bei einer mittleren gemessenen Spannung von 1.43(22) V ein Spitze-Spitze-Wert für die Rauschspannung von 1.6mV. Dies entspricht 2-3 Fehler-Bits. Somit sind von der nominellen 16-Bit-Auflösung der AD-Wandler 13-14 Bits nutzbar, was einer realen Spannungsauflösung von 1.2...2.4mV entspricht.



# 7. Steuerprogramm

Zur Ansteuerung der Hardware aus dem letzten Kapitel wurde ein umfangreiches und flexibles Steuer-System entwickelt. Es ist in der Lage, komplexe Experiment-Sequenzen (siehe Abschnitt 7.2) mit einer hohen zeitlichen Auflösung von einigen Mikrosekunden abzuspielen. Das Programm gliedert sich in einen Serveranteil, der die Ansteuerung der Hardware und die aufwändige Datenverarbeitung übernimmt (siehe Abschnitt 7.3) und eine Matlab-Schnittstelle zu diesem Programm (siehe Abschnitt 7.4).

## 7.1. Gesamtsystem

Um die im letzten Kapitel beschriebene I/O-Hardware anzusteuern, wurde ein umfangreiches Softwaresystem entwickelt. Es verteilt sich auf die schon vorher erwähnten drei PCs (Steuer-, Kamera- und Labor-PC) und erfüllt alle in Abschnitt 5 gestellten Forderungen. Eine schematische Übersicht über die Struktur dieses Programmpakets ist in Abb. 7.1 zu sehen.

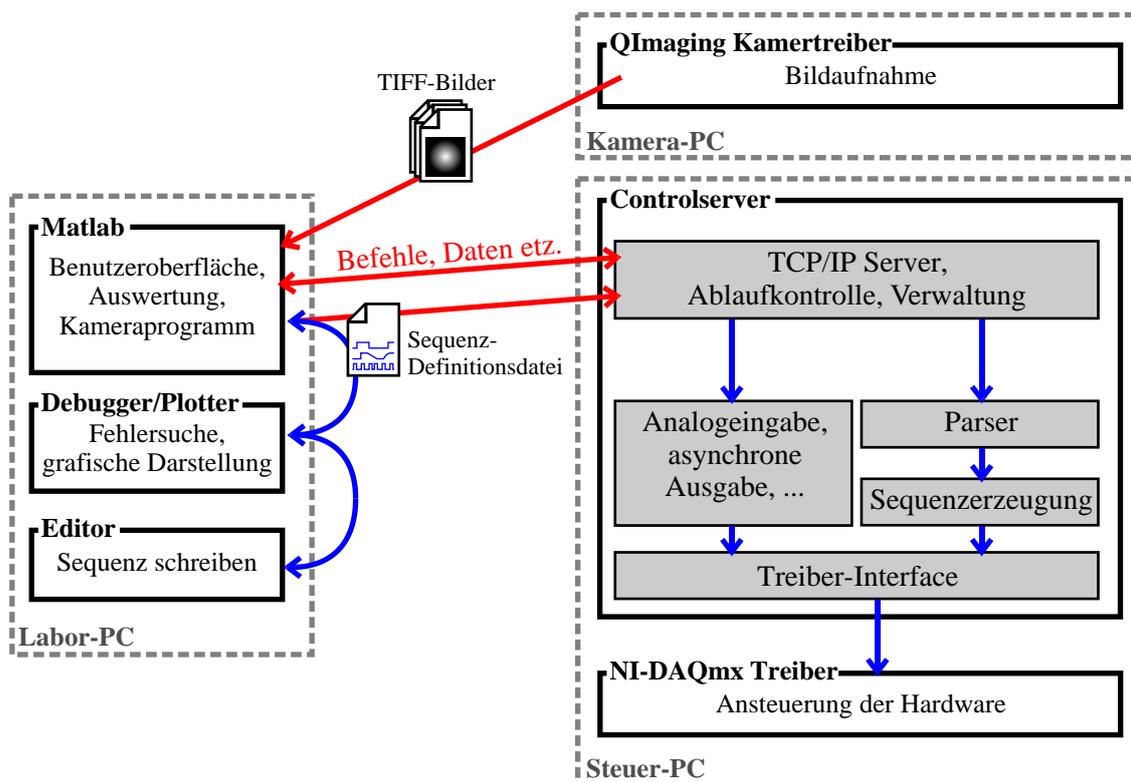


Abb. 7.1. | Schematischer Aufbau des Softwaresystems.

Auf die Kamerasoftware `NALICAMERA` wird ausführlich in Kapitel 8 eingegangen. Hier wird das Zusammenspiel des Labor-PCs, an dem das Experiment überwacht und programmiert wird, mit dem Programm `CONTROLSERVER` beschrieben, das die Hardware-Ansteuerung übernimmt und

auf dem Steuer-PC läuft. Die Experimentsequenzen werden in Form einer Textdatei definiert. Dafür wurde eine eigene Beschreibungssprache (SDFF = Sequence Definition File Format) entworfen und implementiert. Ihre Syntax erinnert an die Programmiersprachen der C/C++-Familie, sodass die Eingewöhnungsbarriere etwas herabgesetzt ist. Mit Hilfe von SDFF können Sequenzen sehr flexibel erstellt werden. Auf dem Labor-PC stehen Werkzeuge zur Fehlersuche zur Verfügung. Sie erkennen neben Syntaxfehlern auch logische Fehler in der Sequenz, wenn z.B. ein Kanal außerhalb des erlaubten Spannungsbereichs gesetzt wird, oder zwei Ausgabebefehle kollidieren. Abschnitt 7.2 erläutert das Sequenzmodell hinter SDFF.

Eine fertige Sequenzdatei wird dann auf dem Steuer-PC dem Programm `CONTROLSERVER` übergeben. Es parst die Datei und erstellt sodann ein Speicherabbild der Sequenz, das an den Hardware-Treiber übergeben wird. Parsen bedeutet hier das Überführen der menschenlesbaren SDFF-Datei in eine Form, die sich zur Weiterverarbeitung durch den Computer eignet. Dieser Schritt wird ausführlich ab Abschnitt 7.3.4 erläutert.

Das Programm `CONTROLSERVER` beinhaltet eine TCP/IP-Schnittstelle<sup>1</sup> über die es Sequenz-Dateien und andere Befehle entgegennimmt. Die Befehle können `CONTROLSERVER` etwa dazu veranlassen eine Sequenz abzuspielen, einen Ausgangskanal außerhalb einer Sequenz zu setzen, oder einen Analogeingang auszulesen. Im NaLi-Experiment wird `CONTROLSERVER` durch Matlab angesteuert. Dazu wurde eine Bibliothek von Matlab-Funktionen entwickelt, die die TCP/IP-Kommunikation implementieren. Abschnitt 7.4 geht näher darauf ein. Mit Hilfe dieser Funktionsbibliothek wurde in Matlab auch eine graphische Benutzeroberfläche (GUI = graphical user interface) erstellt, die zur komfortablen Steuerung des Experiments eingesetzt wird.

Das Programm `CONTROLSERVER` ist so allgemein gehalten, dass es mit wenig Aufwand auf neue Hardware, auch von anderen Herstellern als NI, portiert werden kann. Das Einbinden weiterer oder anderer National Instruments I/O-Karten erfolgt sogar durch einfaches Erweitern oder Abändern von Konfigurationsdateien, also ohne Neu-Compilieren des Programms.

Durch die Aufteilung der Steuerung auf mehrere Einzelanwendungen, die aufeinander zugreifen, bleibt das Gesamtsystem übersichtlich. Jede der Komponenten hat klar definierte Aufgaben, sowie Schnittstellen und kann auch einzeln getestet werden. Bei der Erweiterung oder Änderung von Teilkomponenten kann man sich also auf die korrekte Funktion der unveränderten Teile verlassen.

Bei der Entwicklung der Software wurde darauf geachtet, möglichst wenige externe Bibliotheken einzubinden, um ein späteres Weiterentwickeln so problemlos wie möglich zu gestalten. Wo möglich wurde auf Open-Source-Bibliotheken zurückgegriffen, da so keine zusätzlichen Lizenzkosten anfallen. Neben der Treiber-Bibliothek NI-DAQmx 8.6 von National Instruments kommt nur die freie Grafik-Bibliothek `CAIRO`<sup>2</sup> in Version 1.4.0 zum Einsatz. Das Programm `CONTROLSERVER` wurde in C++ entwickelt. Als C/C++-Compiler wurde die frei erhältliche Portierung der GNU Compiler Collection für Windows (MinGW<sup>3</sup>) in Version 3.4 eingesetzt. Die Matlab-Bibliothek ist zunächst für die Version 6 von Matlab und später für die Version 2007 entwickelt worden. Sie sollte weiterhin unter beiden Ausgaben lauffähig sein.

---

<sup>1</sup>TCP/IP (Transmission Control Protocol/Internet Protocol) ist ein Netzwerkprotokoll, das eine feste Verbindung zwischen zwei Gegenstellen aufbaut und den Datenstrom-basierten Austausch von Informationen erlaubt (eine gute Übersicht gibt z.B. [PET00]). Das im Internet verwendete HTTP-Protokoll baut auf TCP/IP auf.

<sup>2</sup>im Internet zu finden unter <http://www.cairographics.org/> (letzter Zugriff: 24.1.2008).

<sup>3</sup>Website des Projektes: <http://www.miktex.org/> (letzter Zugriff: 24.1.2008).

## 7.2. Das Sequenz-Modell

### 7.2.1. Definition des Begriffs Sequenz

Nachdem der grundsätzliche Aufbau des Steuersystems geklärt wurde, geht dieser Abschnitt auf seine wichtigste Funktion ein: das Abspielen von Experiment-Sequenzen. Eine solche Sequenz kann abstrakt als Abfolge von Ausgabebefehlen für jeden Kanal betrachtet werden. Abbildung 7.2 verdeutlicht dies an einem Beispiel. Wie man in ihr sieht, können auch komplexe Ausgabesequenzen auf wenige Befehle zurückgeführt werden. Diese können dabei einfach sein, wie etwa das Setzen eines Kanals auf einen neuen Wert, oder komplexe Strukturen erzeugen, wie verschiedene Rampen und Pulse. Jedem Befehl ist ein Startzeitpunkt und evtl. zusätzliche Parameter, wie die Länge eines Pulses oder dessen Höhe zugeordnet.

Die eben beschriebene abstrakte Abfolge von Befehlen muss vom Programm `CONTROLSEVER` in ein Format überführt werden, das für die Ausgabe auf den I/O-Karten geeignet ist und das an den Hardware-Treiber übergeben werden kann. Dazu wird die kontinuierliche Sequenz  $s^{(i)}(t)$  des  $i$ -ten Kanals mit einem diskreten zeitlichen Gitter

$$\{t_1, t_2 = t_1 + \Delta t, \dots, t_{\text{end}}\}$$

abgetastet. Die Gitterpunkte liegen dabei  $\Delta t$  Sekunden auseinander. Es ergibt sich eine Menge von Tupeln, die die diskrete Sequenz darstellen:

$$\{(t_1, s_1^{(i)} = s^{(i)}(t_1)), (t_2, s_2^{(i)}), \dots, (t_{\text{end}}, s_{\text{end}}^{(i)})\}$$

Der NI-DAQmx-Treiber erwartet eine Tabelle, die für jeden Zeitpunkt  $t_k$  die Werte aller Kanäle  $\vec{s}_k = (s_k^{(1)}, \dots, s_k^{(N)})$  als Zeile enthält. Diese Tabelle wird als Array im Speicher dargestellt. Bei ihrer Erstellung werden die Werte  $s_k^{(i)}$  auch auf ihre interne Auflösung von z.B. 16-Bit umgerechnet. Die Gesamtheit der Ausgabewerte zu einem Zeitpunkt wird als *Sample* bezeichnet. Die Länge von  $\Delta t$  bestimmt also, wie fein gerastert die Sequenz erscheint und wie groß oder klein die Sprünge zwischen zwei Samples sind. Zusätzlich hängt aber natürlich auch der Speicherverbrauch und die Rechenzeit bei der Erstellung einer Sequenz linear von der Zeit  $\Delta t$  ab. Abbildung 7.3 stellt diesen Vorgang bildlich dar.

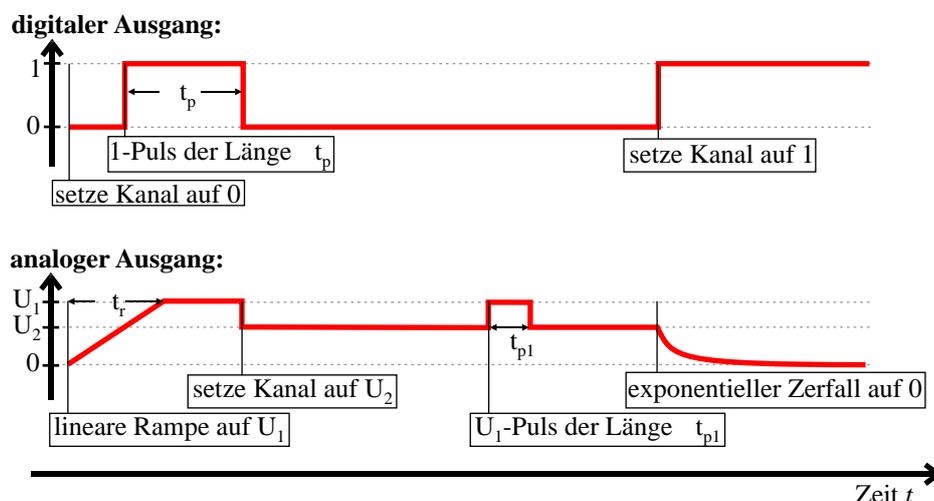
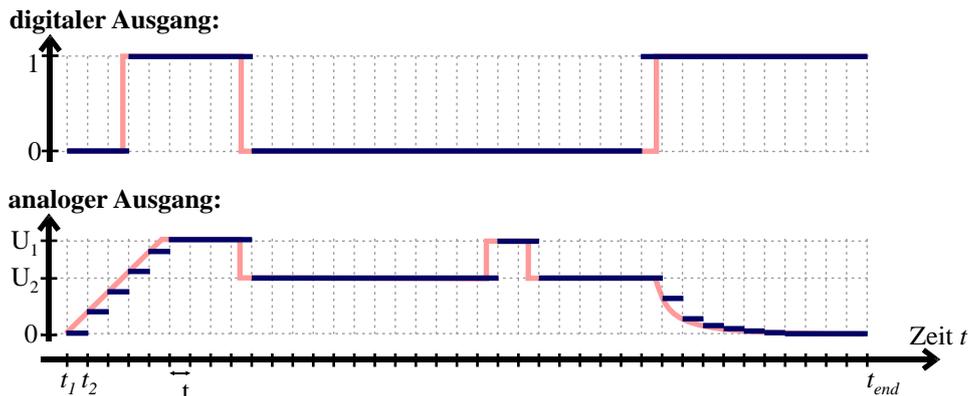


Abb. 7.2. | Beispiel einer Sequenz mit den zu Ihrer Definition nötigen Befehlen.



**Abb. 7.3.** | Eine zeitlich gerasterte Sequenz. Die Schrittweite des Rasters beträgt  $\Delta t$ . Es ist die selbe Sequenz, wie in Abb. 7.2 dargestellt.

In Abb. 7.3 kann man auch die Fehler erkennen, die bei dieser Rasterung entstehen können. Fallen steigende bzw. fallende Flanken nicht mit den Rasterpunkten zusammen, so kommt es vor, dass sie um  $|\delta t_{\text{Fehl}}| \leq \Delta t$  gegen die angegebene Zeit verschoben sind. Pulse mit Längen kleiner als  $\Delta t$  können sogar ganz verschwinden. Eine weitere Fehlerquelle, die in Abb. 7.3 aber nicht dargestellt ist, ist die endliche Auflösung der Datenwandler.

Die Befehle in einer Sequenz führen zu synchronen Ausgaben auf den I/O-Karten (siehe auch Abb. 6.3). Das bedeutet, dass die Ausgabe durch einen Quarz-Oszillator im Steuersystem angestoßen wird, der eine phasenstarre Wiedergabe einer Sequenz mit relativen Verzögerungen zwischen den Kanälen von maximal 150 ns garantiert (siehe Abschnitt 6.3).

## 7.2.2. SDFF-Sequenzen

Das abstrakte Modell aus dem letzten Abschnitt wird für die Beschreibung von Sequenzen für `CONTROL SERVER` zugrundegelegt. Aus ihm wurde die Beschreibungssprache SDFF (Sequence Definition File Format) entwickelt. Sie erlaubt es eine Abfolge von Befehlen zur Beschreibung einer Sequenz zu notieren. Der Begriff Sprache wird hier im Sinne einer formalen Sprache nach Noam Chomsky gebraucht [CHO59]. D.h. es kann eine eindeutige Grammatik der formalen Sprache SDFF angegeben werden, aus der sich alle möglichen Programme ableiten lassen. Diese mathematisch strenge Definition erlaubt es, ein Computer-Programm, einen sog. Parser, zu schreiben, das im Stande ist einen Text in der Sprache SDFF zu lesen und zu verstehen. Im Anhang F findet sich die formale Definition der Sprache SDFF, die bei der Programmierung des SDFF-Parsers verwendet wurde.

Der Einsatz einer Beschreibungssprache bietet einige Vorteile, gegenüber der sonst üblichen Definition von Experiment-Sequenzen als Tabelle, wie sie im nächsten Abschnitt 7.2.3 und in der Literatur (siehe z.B. [DU05]) beschrieben wird. SDFF bietet mehr Flexibilität, als die fest vorgegebene Form einer Tabelle. Außerdem können aus anderen Programmiersprachen bekannte Kontrollstrukturen wie Schleifen und IF-Abfragen eingesetzt werden, die es erlauben auf übersichtliche Weise auch komplexe und im großen Umfang parametrisierte Sequenzen zu formulieren. Sich oft wiederholende Abläufe, wie z.B. Pulse, können als (mächtige) Befehle zusammengefasst werden, die dann nur einmal definiert, aber oft verwendet werden. Schließlich kann eine SDFF-Sequenz natürlich auch von einem Computer-Programm erzeugt werden. So ist es möglich, weitere Abstraktionsebenen über SDFF zu definieren, die dann auf SDFF zurückgeführt werden (z.B. eine graphische oder auch Tabelle-orientierte Programmierung).

Eine SDFF-Datei hat einen einfachen Aufbau. Sie besteht immer aus zwei Blöcken, nämlich

dem **parameters**-Block, in dem globale Variablen und Funktionsdefinitionen ihren Platz haben und dem **sequence**-Block, in dem die Sequenzen definiert werden. Das folgende Beispiel soll der Anschauung dienen. Es kodiert die Sequenz des Digitalkanals aus Abb. 7.2:

```

parameters {
    pulse_length=50u; // Die Länge des erzeugten Pulses
}

sequence{
    event(0) {
        D1.1=0;
    }
    event(20u) {
        pulse("D1.1", 1, pulse_length); // erzeuge einen 1-Puls
    }
    relative_event(180u)
        set("D1.1", 1);
    }
    event(300u)
        set("D1.1", 1); /* dieser Befehl definiert die Länge
                           der Sequenz von 300 Mikrosekunden!*/
    }
}

```

Der **sequence**-Block enthält eine Sammlung von **event**-Blöcken, die jeweils Anweisungen (für verschiedene Kanäle) zusammenfassen, die zum selben Zeitpunkt stattfinden. Der Parameter des **event**-Blocks gibt den Ausführungszeitpunkt relativ zum Beginn der Sequenz an, es handelt sich also um eine, im Rahmen der Sequenz, absolute Zeit. Neben den **event**-Blöcken, gibt es noch **relative\_event**-Blöcke, die relative Zeitangaben erhalten, die sich immer auf den letzten **event**- oder **relative\_event**-Block beziehen..

Zur Erzeugung von Ausgaben stehen einige mächtige Kommandos zur Verfügung. Die Funktion **set** ("D1.1", 1) setzt den angegebenen Kanal (hier D1.1) auf einen neuen Wert (hier 1). Die gesetzten Werte gelten jeweils bis zum nächsten Befehl auf diesem Kanal, oder bis zum Ende der Sequenz. Außerdem gibt es die äquivalente Schreibweise D1.1=1, in der der Kanalname als Pseudovariablen verwendet wird. Zusätzlich zu diesen einfachen Setzbefehlen, ist noch eine Reihe komplexerer Befehle definiert, die aber hauptsächlich auf Analogausgänge anwendbar sind:

- **pulse** ("Kanal", <Wert>, <Länge>)
   
setzt den Kanal für die definierte Dauer <Länge> auf den Wert <Wert> und danach wieder zurück auf den ursprünglichen Zustand.
- **ramp\_lin** ("Kanal", <Endwert>, <Länge>)
   
erzeugt einen linearen Anstieg der Ausgangsspannung vom aktuellen Wert auf den Wert <Endwert>, der innerhalb der Zeit <Länge> erfolgt.
- **ramp\_cos** ("Kanal", <Endwert>, <Länge>)
   
erzeugt wie **ramp\_lin** eine Rampe, aber mit weichem Verlauf, der aus einer Halbschwingung einer Kosinus-Funktion besteht.
- **ramp\_exp** ("Kanal", <Endwert>, <Länge>, <tau>)
   
erzeugt wie **ramp\_lin** eine Rampe, aber mit exponentiell abklingendem oder ansteigendem Verlauf. Die Geschwindigkeit des Anstiegs oder Abfalls wird dabei durch den Parameter <tau> bestimmt.

Als letzten Parameter kann jedem Befehl eine positive oder negative Verzögerung übergeben werden. So wird der Befehl `set ("A01.1", 0, -100u)` nicht zur Zeit spezifizierten Startzeit  $t_s$  des umschließenden `event`-Block ausgeführt, sondern zur Zeit  $t_s - 100 \mu s$ .

Neben der Gruppierung von Ausgabeanweisungen nach Zeitpunkten ist auch eine Gruppierung nach Kanälen möglich. Dazu dienen `channel`-Blöcke, die im Anhang F spezifiziert sind.

Wie schon vorher erwähnt lehnt sich die Syntax von SDFP an die Sprachfamilie C/C++ an: Blöcke werden in geschweifte Klammern `{ ... }` eingefasst. Auch die meisten Operatoren und mathematischen Funktionen haben die gleichen Namen, wie in der Sprache C. Anhang F gibt einen Überblick über die definierten Operatoren und Funktionen. Die IF-Klausel und WHILE-Schleifen können wie in C formuliert werden. Hier ist der einzige Unterschied, dass diese Kontrollstrukturen ihre Argumente zwingend in geschweifte Klammern einschließen. Dies vermeidet bei IF-ELSE-Anweisungen das sog. Dangling-Else-Problem: Unter bestimmten Umständen ist z.B. in syntaktisch korrektem C die Zuordnung eines `else` zu vorausgehenden `if`-Klauseln nicht eindeutig. Um solche Mehrdeutigkeiten auszuschließen sind zusätzliche Regeln nötig, die nicht in der Grammatik formuliert werden können.

Zur Erweiterung der bisher vorgestellten Elemente wurden einige Sprachkonstrukte hinzugefügt, die die Programmierung einfacher und komfortabler gestalten. So können Funktionen, in der einfachen mathematischen Schreibweise  $f(x, y, \dots) = \dots$  definiert werden (z.B.  $f(x) = x * x + 2 * \cos(x^3)$ ;). Auch die Darstellung von Zahlen wurde um ein Einheitenzeichen erweitert. Dieses ist ein Buchstabe, der eine Multiplikation mit einer Zehnerpotenz kodiert (z.B.  $3u \triangleq 3 \cdot 10^{-6}$ ).

Die interne Darstellung von Variablen und Konstanten umfasst nur vier elementare Datentypen. Diese sind logische Werte (boolean), Zeichenketten (string), Gleitkommazahlen doppelter Genauigkeit (double) und 64-Bit Ganzzahlen (integer). Zusätzlich ist der Pseudotyp `void` wie in C definiert. Variablen in SDFP sind grundsätzlich lokal. Das bedeutet, dass sie nach ihrer Definition (durch einfaches Zuweisen) innerhalb des aktuellen Code-Blocks und in allen Unterblöcken verfügbar sind, nicht aber in übergeordneten Blöcken. Eine Ausnahme bilden nur die Variablen im `parameters`-Abschnitt, die grundsätzlich global sind. Das folgende Code-Beispiel verdeutlicht das Prinzip:

```
event(0) {
    a=5; // Definition von 'a'
    if (a>pi) {
        b=a; // Zugriff auf 'a' möglich
        f(x)=2*x^2; // Funktionsdefinition
    }
}
event(1) {
    set('D1.1', a); // FEHLER: 'a' nicht mehr verfügbar
    set('A2', f(pi)); // ERLAUBT: 'f(x)' ist global
}
```

Funktionsdefinitionen sind grundsätzlich global. Sobald die Ausführung der SDFP-Sequenz eine Funktionsdefinition passiert hat, ist diese bis zum Ende der Sequenz auf allen Ebenen verfügbar.

### 7.2.3. CSV-Sequenzen

Neben den eben ausführlich beschriebenen SDFP-Sequenzen unterstützt `CONTROL SERVER` auch noch ein einfacheres, Tabellen-orientiertes Sequenzformat, genannt CSV (comma separated values). Dabei werden Sequenzen in der folgenden Form notiert (das Beispiel erzeugt wieder die Sequenz aus Abb. 7.2):

```
# eine Beispiel-Sequenz
#$ time, D1.1, A01.1
```

```

0,      0,      0
20e-6,  1,      ,
30e-6,  ,      5
70e-6,  0,      5
71e-6,  ,      3
150e-6, ,      3
151e-6, ,      5
160e-6, ,      5
161e-6, ,      3
200e-6, 1,      3 # eine exponentielle Rampe
300e-5, 1,      0 # ist auf einfache Art unmöglich

```

In der mit # $\$$  eingeleiteten Zeile stehen die Namen der angesprochenen Kanäle. Die erste Spalte gibt den absoluten Zeitpunkt jeder Zeile an. Die folgenden Spalten enthalten jeweils die Werte eines Kanals. Die Sequenz wird aus dieser Tabelle nach einfachen Regeln erzeugt:

1. Ausgelassene Werte werden einfach ignoriert.
2. Digitalkanäle werden zum angegebenen Zeitpunkt auf den neuen Wert gesetzt.
3. Analogkanäle werden mit linearen Rampen zwischen zwei gegebenen Stützstellen gesetzt.

Man definiert also nur die Eckpunkte einer Sequenz. Diese Art der Sequenzdefinition ist sehr rudimentär und bei weitem nicht so mächtig, wie SDFF. Sie wurde aufgrund ihrer Einfachheit als Sequenzmodell für die ersten Prototypen von `CONTROLSERVER` verwendet. Außerdem ist das Format gut geeignet, um digitale Sequenzen schnell und effektiv zu definieren.

### 7.3. Server-Programmteil

Auf dem Steuer-PC läuft das Programm `CONTROLSERVER`, dessen grober Aufbau schon in Abb. 7.1 dargestellt wurde. Die folgende Abb. 7.4 gibt einen detaillierteren Überblick über diesen Aufbau. Das Programm wurde objekt-orientiert in der Sprache C++ entwickelt. Eine gute Referenz dieser Programmiersprache und der darin verfügbaren Techniken zur objektorientierten Programmierung gibt das Buch von Bjarne Stroustrup, der die Sprache C++ entwickelte [STR00]. Die Daten, also Sequenzen und Befehle, fließen in Abb. 7.4 von oben nach unten. Das bedeutet: Das TCP/IP-Interface nimmt einen Befehl entgegen, dekodiert ihn und reicht ihn zur Ausführung an die nächsten Schichten weiter, wie z.B. die Sequenz-Generierung oder direkt die Ausgabe. Im Programmteil zur Sequenzgenerierung werden Sequenzdateien geparst (Klassen `SDFFsequenceParser` und `CSVsequenceParser`) und dann über spezialisierte Klassen (`NIsequenceGenerator`) als Speicherarray für die Hardwaretreiber-Schicht (Klasse `NIdriver`) aufbereitet. Wie man sieht, sind die für die Sequenzausgabe entscheidenden Klassen von virtuellen Basisklassen (z.B. `baseImporter` für das Parsen von Sequenzen) abgeleitet. Diese definieren nur die Schnittstelle, für die Aufgaben der Klassen. So kann man Erweiterungen, wie neue Sequenzformate oder Hardware-Treiber, sehr leicht einfügen, indem neue Klassen die definierten Schnittstellen implementieren. Der modulare Aufbau der Software macht auch die Programmierung einfacher, weil die verschiedenen Funktionseinheiten klar getrennt sind und einzeln getestet werden können.

Das Programm `CONTROLSERVER` ist soweit möglich Betriebssystem-unabhängig. Ursprünglich sollte es unter dem freien Unix-Derivat Linux laufen. Probleme bereitete hierbei aber der Treiber `DAQmx` der Firma National Instruments, der für Linux nicht in ausreichender Qualität und Betriebssicherheit zur Verfügung steht (Stand: Januar 2008). So wurde die Experiment-Steuerung schließlich für Microsofts Windows XP entwickelt. Sollte sich die Treiber-Unterstützung für Linux ändern, so kann das Programm aber problemlos portiert werden, da nur ein sehr geringer Anteil des Quellcodes auf Windows-spezifischen Routinen basiert.

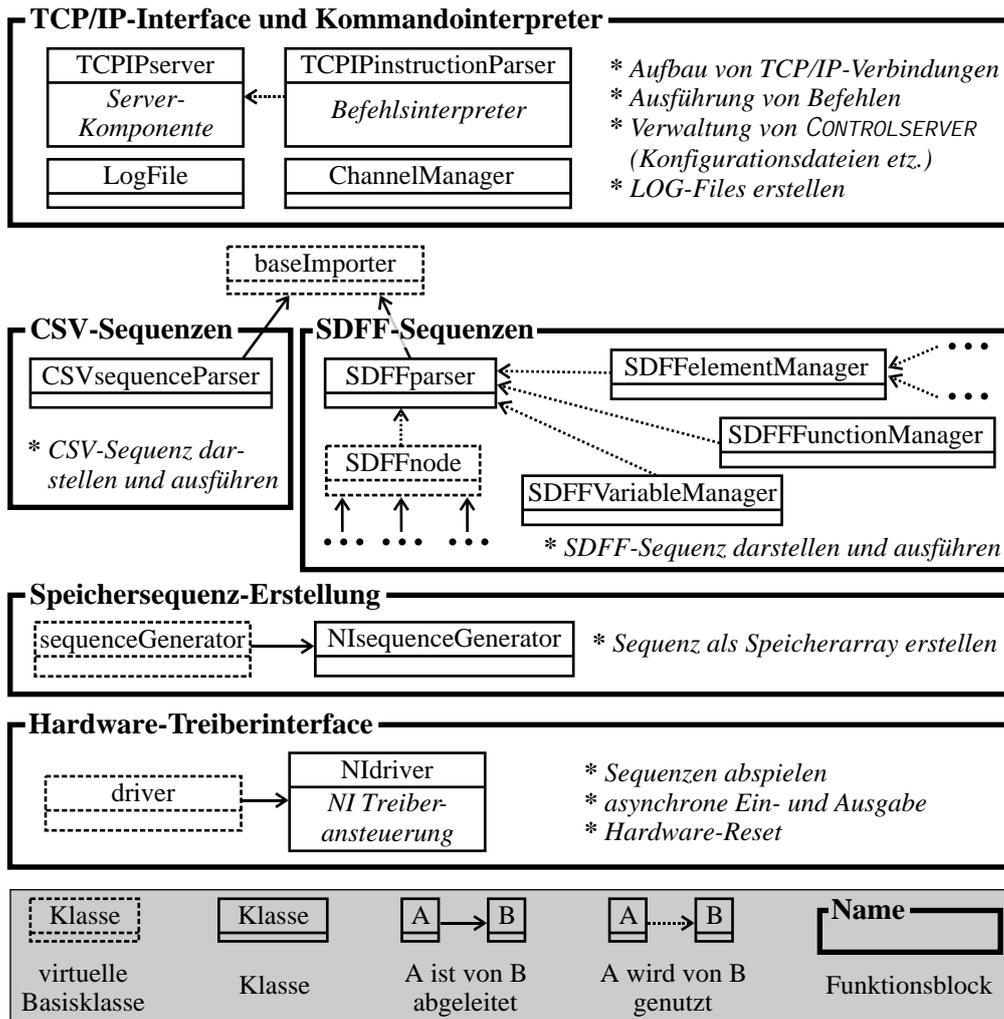


Abb. 7.4. | Detaillierter Überblick über das Programm CONTROLSEVER mit seiner Klassenstruktur. Der untere grau hinterlegte Kasten dient als Legende für die verwendeten Symbol.

### 7.3.1. Basis-Funktionsbibliothek

Zusätzlich zu den spezialierten Funktionsblöcken in CONTROLSEVER ist auch ein Satz von Basisfunktionen nötig, auf die viele der in Abb. 7.4 eingezeichneten Klassen zurückgreifen. Die wichtigsten Vertreter dieser „Basisbibliothek“ sind im Folgenden aufgelistet.

- `LogFile`: Diese Klasse erlaubt ein komfortables Ausgeben von Meldungen an den Benutzer, die auf dem Bildschirm angezeigt und gleichzeitig auch in eine Datei gespeichert werden können. Dieses System erlaubt es nach einem Fehler oder Absturz die Gründe zu ermitteln.
- `jdkiniparser` ist eine Klasse, die den einfachen Zugriff auf Konfigurationsdateien implementiert. Sie wird benutzt um die Einstellungen des Hardware-Systems einzulesen.
- `HighResTimer` implementiert eine Uhr mit einer zeitlichen Auflösung von etwa 300ns, die zur exakten Zeitmessung verwendet werden kann. Die Implementierung dieser Uhr ist Betriebssystem-abhängig und die angegebenen Werte gelten für Microsofts Windows XP.

### 7.3.2. TCP/IP-Kommunikations-Schnittstelle

Die Kommunikation mit `CONTROL_SERVER` erfolgt über das Netzwerkprotokoll TCP/IP. Es erlaubt eine feste Verbindung zwischen zwei Endpunkten (Programmen) aufzubauen und Daten hin- und herzusenden. Aus Sicht der beteiligten Programme verhält sich die Verbindung wie ein Datenstrom (*stream*). Ankommende Daten werden vom Betriebssystem gepuffert und können, wie aus einer Datei gelesen werden. Ebenso erfolgt das Schreiben von Daten. Das Betriebssystem stellt diese Funktionalität in Form einer standardisierten Funktionsbibliothek (API = application programming interface) bereit. Unter Windows wird das sog. Winsock 2.0 API<sup>4</sup> verwendet, dessen Funktionsumfang auch das Socket-API des POSIX-Standards<sup>5</sup> abdeckt, der auf allen Unix-Betriebssystemen implementiert ist.

Die Kommunikation mit `CONTROL_SERVER` erfolgt Text-orientiert. Das bedeutet, dass Befehle und Daten im Klartext versendet werden. Zur Codierung kommt ein einfacher 8-Bit-Zeichensatz zum Einsatz. Zahlen werden in ihre Textdarstellung überführt. Dieses Vorgehen schließt Probleme aus, die auftreten können, wenn die Binärdarstellungen von Daten auf den zwei kommunizierenden Systemen unterschiedlich sind. Zur Darstellung der Befehle und deren Ergebnisse werden einige Sonderzeichen benötigt. Sollen diese als Parameter übertragen werden, so müssen sie durch sog. Escape-Sequenzen ersetzt werden. Hier wird das selbe Format, wie in C verwendet. Also steht z.B. `n` für einen Zeilenumbruch, `\` für einen Backslash usw. (eine Übersicht findet sich im C-Standard [ISO99]). In der Antwort von `CONTROL_SERVER` werden verschiedene Rückgabewerte durch Zeilenumbrüche (ASCII-Zeichen mit der Nummer `[0x0A]`) getrennt. Das Ende der Übertragung wird mit der Zeichenkombination `[0x04] [0x0A]` angezeigt. Ein Befehl zum Auslesen von fünf Werten des Analogkanals `AI\12` sieht dann z.B. so aus:

```
get_multi_analog("AI\\12", 5);
```

Die Antwort könnte lauten:

```
0[0x0A]
10 1.225; 50 1.226; 95 1.212; 143 1.234; 190 1.305[0x0A]
[0x04] [0x0A]
```

### 7.3.3. Hardware-Konfiguration

Das Programm `CONTROL_SERVER` kann in der aktuellen Version mit all denjenigen I/O-Karten umgehen, die vom NI-DAQmx-Treiber (aktuelle Version 8.6) unterstützt werden. Die Karten sind nicht fest im Quelltext von `CONTROL_SERVER` verankert, sondern werden über Konfigurationsdateien eingebunden. Die vorhandenen Kanäle werden zentral in einer Instanz der Klasse `channelManager` verwaltet. Die Konfigurationsdateien geben für jeden verfügbaren Kanal seine Hardware-Adresse zusammen mit weiteren Informationen, wie Typ (analog/digital, Ein-/Ausgang), Skalierung, Minimal- und Maximalspannung etc. an. Außerdem muss die Konfiguration der Kanalsynchronisierung gespeichert sein, wie sie z.B. in Abb. 6.3 dargestellt ist. Die Erweiterung des Steuersystems um neue National Instruments I/O-Karten erfordert also nur das Abändern der Konfigurationsdateien. Da NI-DAQmx eine einheitliche Schnittstelle für alle National Instruments Geräte im System bereitstellt, ist es für `CONTROL_SERVER` unerheblich, ob es sich um PXI-, PCI- oder PCIe-Karten handelt.

<sup>4</sup>Die Dokumentation findet sich im Internet unter <http://msdn2.microsoft.com/en-us/library/ms740673.aspx> (letzter Zugriff: 26.1.2008).

<sup>5</sup>Die Dokumentation des POSIX-Standards findet sich in [IEE04] und unter <http://www.opengroup.org/onlinepubs/009695399/> im Internet (letzter Zugriff: 26.1.2008).

### 7.3.4. Verarbeitung von SDF-Code

Der wohl aufwändigste Teil von CONTROLSEVER ist die Verarbeitung von SDF-Sequenzen, wie sie in Abschnitt 7.2.2 beschrieben wurden. Die Verarbeitungsschritte sind in Abb. 7.5 zusammengefasst.

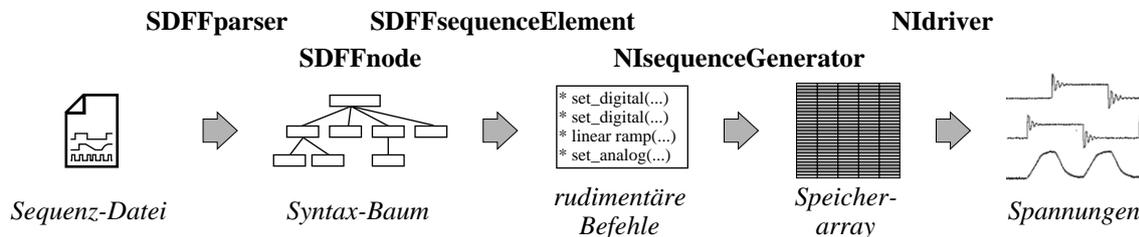


Abb. 7.5. | Schritte bei der Verarbeitung einer SDF-Datei.

Die SDF-Datei wird zunächst von der Klasse SDFparser eingelesen und als Baumstruktur (Syntaxbaum) im Speicher dargestellt. Die Knoten dieses Baums sind Klassen, die von der virtuellen Basisklasse SDFnode abgeleitet sind und die verschiedenen Syntaxelemente darstellen. SDFnode definiert dabei eine gemeinsame (minimale) Schnittstelle für Operationen auf Syntaxbäumen. In Abb. F.1 aus Anhang F.2 ist diese Hierarchie als Klassendiagramm dargestellt. Abbildung 7.6 zeigt einen Syntaxbaum für einen einfachen mathematischen Ausdruck. Die Darstellung von ganzen SDF-Dateien erfolgt ganz analog dazu. Die wichtigste Methode, die alle Nachkommen von SDFnode implementieren ist evaluate(). Ruft man diese Methode des Wurzelknotens eines Syntaxbaums auf, so wird der SDF-Code durch rekursive Aufrufe der evaluate()-Methoden der Kindknoten ausgeführt. Der Baum wird also zunächst von der Wurzel bis zu den Blättern durchlaufen (ein sog. depth-first-Durchlauf). Auf dem Rückweg werden dann die Ergebnisse berechnet und nach oben weitergereicht. Während dieser Auswertung eines Syntaxbaums können sog. Laufzeitfehler auftreten, die zu einem Abbruch der Abarbeitung führen und dem Benutzer angezeigt werden. Ein Beispiel ist etwa die Division durch 0. Laufzeitfehler hängen von den tatsächlichen Daten ab und können im Allgemeinen beim Erstellen des Baums nicht vorhergesagt werden.

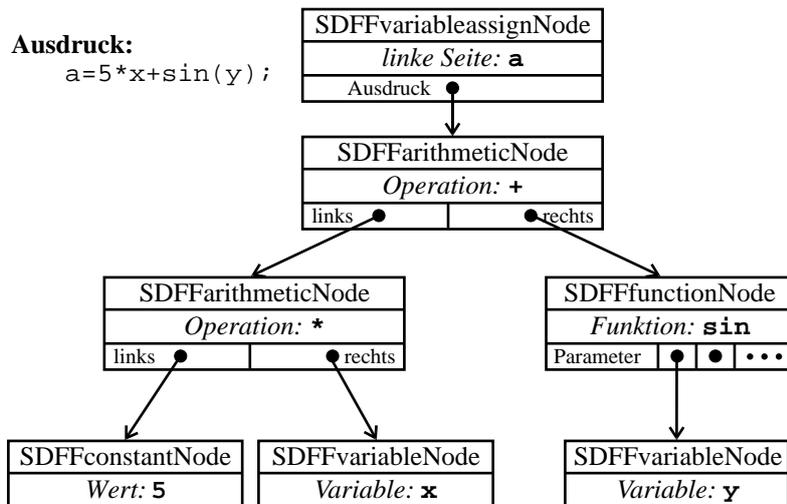


Abb. 7.6. | Syntaxbaum für den SDF-Ausdruck a=5\*x+sin(y).

Zur Auswertung einer SDFFF-Datei sind noch einige Zusatzklassen nötig. Eine Instanz von `SDFFFvariableManager` verwaltet die Variablen, die während der Auswertung definiert und gebraucht werden. Diese Klasse implementiert eine Datenstruktur vom Typ Symboltabelle, wie sie in der Standardliteratur zum Compilerbau definiert wird [AHO99a]. Eine solche Tabelle ist in Abb. 7.7 schematisch gezeigt. Sie enthält einen Eintrag mit Name, Typ und Daten jeder Variable. Die Variablen sind nach ihrem Level geordnet. Beim Eintritt in einen neuen Syntaxblock (geschweifte Klammern in SDFFF) wird auch ein neues Level angelegt. Das Level 0 fasst globale Variablen zusammen. Beim Zugriff auf eine Variable wird beginnend mit dem höchsten Level gesucht. Wird dort die Variable nicht gefunden, so fährt die Suche im nächst niedrigeren Level fort. Neue Variablen werden immer im höchsten Level angelegt.

Eine Instanz der Klasse `SDFFFfunctionManager` verwaltet die in einer SDFFF-Datei definierten und verwendeten Funktionen. Die Funktionen können dabei entweder direkt in SDFFF definiert sein, oder als C-Funktion vorliegen. So sind die Standardfunktionen, wie `sin(...)`, `sqrt(...)` oder `ramp_lin(...)` implementiert. Der zweite Weg führt zu einer schnelleren Auswertung der Funktion, erfordert aber auch ein erneutes Compilieren von `CONTROLSEVER` beim Ändern oder Hinzufügen neuer Funktionen.

Der Aufbau des Speicherbaums erfolgt durch zwei Programmteile, die in Übereinstimmung mit der Standardliteratur [AHO99a, STR00] als *Tokenizer* und *Parser* bezeichnet werden. Abbildung 7.8 gibt einen Überblick über das Zusammenspiel dieser Funktionsblöcke. Zunächst zerlegt der Tokenizer die Eingabedatei in einen Strom von sog. Token, die jeweils ein Syntaxelement, wie etwa einen Namen, eine Klammer oder einen Operator darstellen. Diese Token sind in Abb. 7.8 (Mitte) als grau hinterlegte Buchstabenfolgen dargestellt. Ein Aufruf der Funktion `get_token()` gibt immer das nächste noch nicht gelesene Token zurück, wobei die Datei von links durchlaufen wird. Außerdem entfernt bereits der Tokenizer Kommentare, sodass der Parser durch die zusätzliche Kommentarbehandlung nicht unnötig kompliziert wird.

Der Parser liest den Tokenstrom ein und wendet einen Top-Down-Syntaxanalyse-Algorithmus an, um den Syntaxbaum zu erstellen. Solche Algorithmen werde z.B. in [AHO99a, STR00, SED91] beschrieben. Der Algorithmus geht von der Syntaxdefinition in erweiterter Backus-Naur-Form (EBNF) aus, die in Anhang F.1 beigefügt ist. Für jede Regel (Produktion) dieser Grammatik wird eine Prozedur erstellt, die sie erkennt. Diese rufen sich gegenseitig auf, um die einzelnen Strukturen

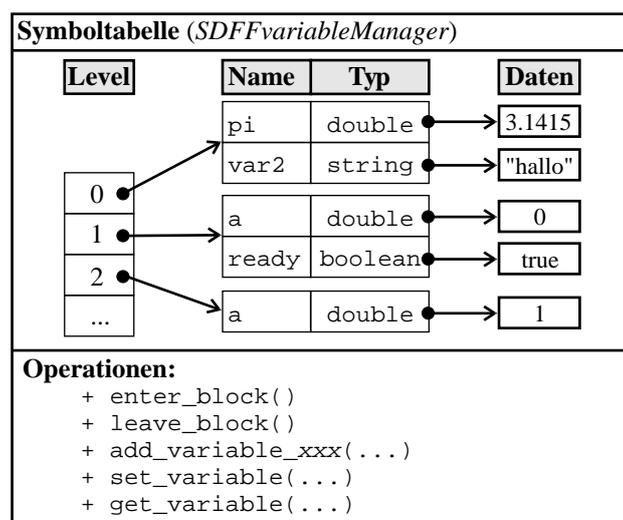


Abb. 7.7. | Darstellung der Datenstruktur Symboltabelle, wie sie in der Klasse `SDFFFvariableManager` implementiert ist.

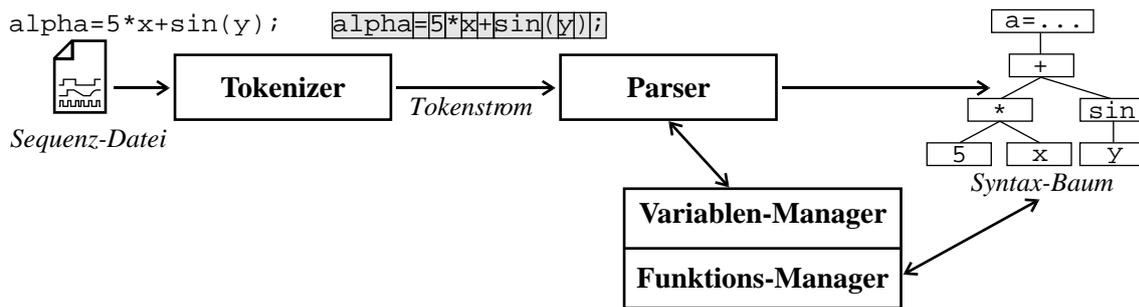


Abb. 7.8. | Zusammenspiel von Tokenizer und Parser bei der Verarbeitung einer SDF-Seqenz.

der Syntax (dargestellt durch Produktionen) zu erkennen. Als Beispiel sei hier der folgende, leicht abgewandelte Ausschnitt aus der Definition von SDF gegeben:

$$\begin{aligned} \textit{term} &\rightarrow \textit{primary} \mid \textit{primary} ( \_ \mid / ) \textit{term} \\ \textit{primary} &\rightarrow \textit{NUMBER} \mid \textit{NAME} \end{aligned}$$

Der Ausschnitt beschreibt den Aufbau von mathematischen Ausdrücken, die die Operationen  $*$  und  $/$  enthalten. Jeder Ausdruck, der durch obige Grammatik beschrieben wird, kann, beginnen mit dem Startsymbol  $\textit{term}$ , durch Anwendung der Regeln aufgebaut werden. Man erhält so z.B.:

$$\begin{aligned} \textit{term} &\rightarrow \textit{primary} * \textit{term} \rightarrow \textit{primary} * \textit{primary} / \textit{term} \rightarrow \\ &\rightarrow \underline{25} * \underline{x} / \textit{primary} \rightarrow \underline{25} * \underline{x} / \underline{2.5} \end{aligned}$$

Aus den Regeln kann dann ein Satz von C++-Funktionen abgeleitet werden, denen von `get_token()` jeweils ein neues Token übergeben wird und die den Beispielausdruck in einen Speicherbaum verwandeln können.

```
node term() {
    left=primary();
    while (true) {
        if (current_token==TOKEN_MUL)
            left=create_arithmetic_node(left, '*', primary());
        else if (current_token==TOKEN_DIV)
            left=create_arithmetic_node(left, '/', primary());
        else if (current_token==TOKEN_END)
            return left;
        else syntax_error("unexpected token!");
    }
}
node primary() {
    current_token=get_token();
    if (current_token==TOKEN_NUMBER)
        return create_constant_node(TOKEN_VALUE);
    else if (current_token==TOKEN_NAME)
        return create_variable_node(TOKEN_VALUE);
    else syntax_error("unexpected token!");
}
```

Nach dem Aufruf von `term()` für den Beispielausdruck  $25*x/2.5$  wird zunächst `primary()` aufgerufen, das eine Zahl erkennt und einen entsprechenden Konstanten-Knoten zurückliefert. Dieser dient als linkes Kind des Multiplikationsknotens, der im ersten Schleifendurchlauf erzeugt wird. Für die rechte Seite liefert ein Aufruf von `primary()` ein Variablenobjekt zur Variable

x. Im zweiten Schleifendurchlauf wird der Multiplikationsknoten links an einen Divisionsknoten gehängt, dessen rechtes Kind wieder ein Konstantenobjekt ist. Im dritten Schleifendurchlauf wird der Parser beendet.

Das hier vorgestellte, einfache Verfahren erlaubt es, die Implementierung des Parsers übersichtlich und leicht erweiterbar zu halten. Neue Syntaxelemente können durch Änderung der EBNF-Darstellung geplant und dann leicht implementiert werden. Durch die formale Definition der Sprache entdeckt der Parser zuverlässig sämtliche Syntaxfehler und kann sie vor dem Ausführen ausgeben.

### 7.3.5. Erstellung und Ausgabe einer Sequenz

Dieser Abschnitt erläutert, wie aus einem SDDF-Syntaxbaum die endgültige Sequenz erstellt und schließlich ausgegeben wird. Die Auswertung eines Syntaxbaums, der Befehle zur Sequenzerstellung (z.B. `set(...)` oder `ramp_lin(...)`) enthält, erzeugt eine Liste von sog. Sequenzelementen (z.B. lineare Rampen, Zustandsänderungen etc.). Sie wird von einer Instanz der Klasse `SDDFElementManager` verwaltet. Die Ausführung eines Befehls erzeugt zunächst nur ein neues Element dieser Liste. Dadurch enthält sie schließlich alle zur Sequenzerstellung nötigen Informationen. Abbildung 7.9 zeigt ein Beispiel. Auf der Liste können dann im nächsten Schritt Fehler, wie etwa Kollisionen von Ausgabebefehlen entdeckt und als Fehlermeldung ausgegeben werden.

Eine Instanz der Klasse `NISequenceGenerator` wird benutzt, um ein Speicherabbild der Sequenz zu erstellen. Dabei handelt es sich um einen großen Hauptspeicherbereich, in dem die Samples nacheinander angeordnet sind. Jedes Sample besteht dabei aus den aufeinanderfolgend gespeicherten Kanalwerten. Die Klasse `NISequenceGenerator` stellt rudimentäre Methoden bereit, um die Werte der Kanäle in den Speicher zu schreiben (linearen Rampen und konstante Abschnitte). Die Listeneinträge in `SDDFElementManager` können mit ihrer Hilfe in den Speicher übertragen werden. Da zwischen den Listeneinträgen zeitliche Lücken stehen können, müssen diese mit konstanten Stücken aufgefüllt werden (siehe Abb. 7.9). Durch eine Sortierung der Liste nach der Ausführungszeit, kann das Befüllen des Speicherarrays so gestaltet werden, dass jede Speicherzelle nur genau einmal beschrieben wird.

Schließlich werden die Daten an ein Objekt der Klasse `NIdriver` weitergereicht, das sie an den NI-DAQmx-Treiber übergibt und die Sequenz startet. Um die Daten effizient an die I/O-Karten übertragen zu können wird der DMA-Modus (DMA = *direct memory access*) verwendet. Dabei überträgt die Speicherverwaltung (MMU = *memory management unit*) auf der Hauptplatine des PCs die Daten direkt vom Hauptspeicher (RAM) in die Puffer der I/O-Karten, ohne dass dafür Prozessor-

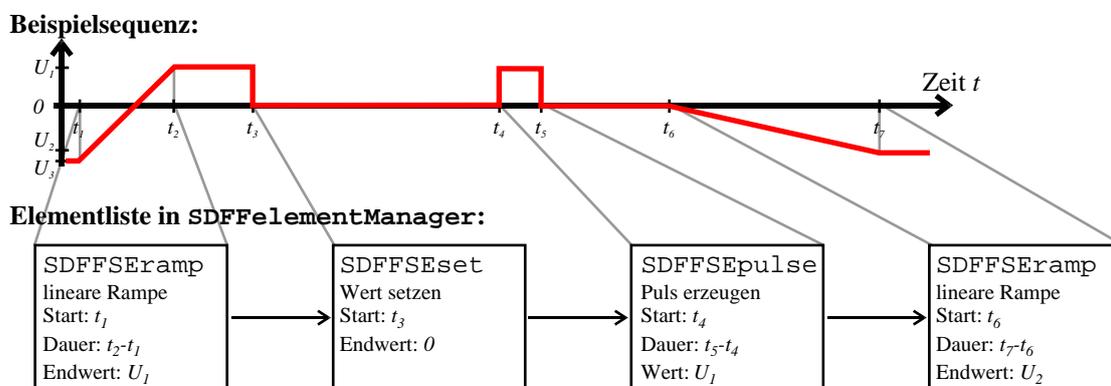


Abb. 7.9. | Eine Beispielsequenz und die daraus erstellte Liste von `SDDFSequenceElement`-Objekten.

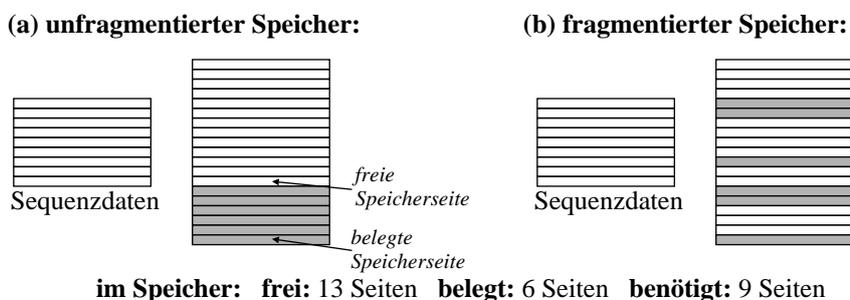
Rechenzeit nötig wäre. Dieser Vorgang erfordert aber, dass die Daten fest im physikalischen Hauptspeicher verbleiben und an fortlaufenden Adressen liegen, also nicht vom Betriebssystem auf die Festplatte ausgelagert werden dürfen. Ein solches Auslagerungsverfahren implementieren fast alle Betriebssysteme, um jedem laufenden Programm einen sog. virtuellen Speicherbereich zur Verfügung stellen zu können, der wesentlich größer ist als der tatsächlich vorhandene Hauptspeicher. Dieses Vorgehen beruht auf der Annahme, dass ein Programm nicht alle Daten gleichzeitig benötigt und so nur ein kleiner Teil der Daten (ein sog. *working set*) im Hauptspeicher liegen muss (siehe z.B. [STA03]). Dies und die Tatsache, dass der NI-DAQmx-Treiber eine Kopie aller übergebenen Daten anlegt, macht es nötig den Steuer-PC mit einem großen RAM auszustatten. Eine 30s lange Sequenz, bei einer Auflösung von  $2\mu\text{s}$ , auf 48 Digitalkanälen und 16 Analogausgängen (16-Bit Auflösung) erfordert mindestens

$$2 \times \frac{30\text{s}}{2\mu\text{s}} \cdot \left( 16 \cdot 2\text{Byte} + \frac{48}{8}\text{Byte} \right) \approx 2 \times 550\text{MByte} \approx 1.1\text{GByte}$$

an Speicher für NIsequenceGenerator und den DAQmx-Treiber.

Das Programm `CONTROLSEVER` läuft auf einem Windows XP System. Dieses Betriebssystem kann maximal 4GByte RAM adressieren. Auch der virtuelle Adressraum jedes Programms ist so groß. Von den 4GByte virtuellem Speicher sind aber nur 3GByte für das Programm zugänglich. Der Rest wird vom System reserviert [MIC08a, STA03]. Wie bereits dargestellt benötigen sowohl `CONTROLSEVER` als auch der NI-DAQmx-Treiber viel Speicher während der Ausführung. Das Betriebssystem und seine Dienstprogramme belegen nochmals etwa 500MBytes. Um dem Steuer-PC die Möglichkeit zu geben, den Anforderungen zu entsprechen, wurde er mit 3GByte RAM bestückt. Dies erhöht auch die Chance, dass große, zusammenhängende Bereiche für die Sequenzen bereit stehen. Die Verwaltung des Speichers durch das Betriebssystem kann nämlich zur Fragmentierung des Speichers führen. Das bedeutet, dass zwar nominell genügend Platz frei wäre, dieser aber nicht in zusammenhängenden Stücken bereit gestellt werden kann. Abbildung 7.10 verdeutlicht dies an einem schematischen Beispiel.

Es zeigt sich im Betrieb, dass `CONTROLSEVER` bei hochauflösten Sequenzen Speicherprobleme hat. So kann bei einer zeitlichen Auflösungen von  $\Delta t = 5\mu\text{s}$  eine Sequenz von maximal 40s Länge erfolgreich erzeugt und abgespielt werden. Bei längeren Sequenzen oder höheren Zeitauflösungen stürzt das Programm beim Übergeben der Speicherbereiche an NI-DAQmx mit einer Treiber-internen Fehlermeldung ab. Bei sehr großen Sequenzen kann auch schon das Allokieren der Speichersequenz unmöglich sein. Der einfachste Weg, diese Probleme zu umgehen, ist es, bei langen Sequenzen die Zeitauflösung herabzusetzen. Eine andere Möglichkeit wäre das Portieren der gesamten Software auf ein 64-Bit-Betriebssystem, das einen größeren realen und virtuelle Speicherbereich ansprechen kann. Hier liegt die Grenze mit 8TBytes für Windows XP 64-Bit



**Abb. 7.10.** | Beispiel für die Auswirkung von fragmentiertem Hauptspeicher. In beiden Fällen (a) und (b) wäre genug Speicher für die Sequenzdaten frei. In Beispiel (b) kann der Speicher aber nicht zusammenhängend zugewiesen werden.

um Größenordnungen über den maximal etwa 3 GByte physikalischen Speichers eines 32-Bit Windows XP Betriebssystem [MIC08b]. Einen dritten Ausweg bietet eine variable Anpassung der Sample-Raten. Dies beruht auf der Feststellung, dass die Ausgangskanäle während realistischer Sequenzen für einen Großteil der Sequenzdauer auf konstanten Spannungen bleiben. Während dieser Zeiten könnte die Taktrate dynamisch herabgesetzt werden, um erhebliche Speichermengen zu sparen. In der in Abschnitt 9 beschriebenen Sequenz könnte der Speicherverbrauch so etwa um einen Faktor zehn bis einhundert sinken. Ein Vorschlag für eine solche Erweiterung findet sich in Abschnitt 10.2.

## 7.4. Matlab-Schnittstelle

Wie schon im Abschnitt 7.3.2 beschrieben, können andere Programme mit `CONTROLSERVER` über das TCP/IP-Netzwerkprotokoll kommunizieren. Da für die Auswertung der Experimente das Numerik-Paket Matlab eingesetzt wird und eine schnelle Vorauswertung der Daten auch während des Experiments erwünscht ist, wurde eine Bibliothek von Matlab-Funktionen implementiert, mit denen `CONTROLSERVER` gesteuert werden kann. Sie ermöglicht es durch einfache Funktionsaufrufe auch komplexe Vorgänge, wie das Abspielen einer Sequenz oder das kontinuierliche Einlesen von Analogwerten in Matlab zu realisieren. Zusätzlich existiert eine einfache graphische Oberfläche, die die Ansteuerung aller Einzelkanäle, sowie das Abspielen von Sequenzen erlaubt und in Matlab mit dem sog. GUI-Builder GUIDE erstellt wurde. Abbildung 7.11 zeigt ein Bildschirmfoto dieser GUI.

In SDFFF können leicht parametrisierte Sequenzen erstellt werden, deren Aussehen von globalen Variablen abhängt. In Matlab können vor dem Abspielen einer Sequenz diese globalen Variablen neu gesetzt werden. Somit ist mit einem einfachen Matlab-Skript eine automatisierte Iteration über viele Parameterwerte möglich. Dabei wird die Experiment-Sequenz für jeden Parameter einmal gestartet und die entsprechenden Ergebnisse können für die spätere Auswertung abgespeichert werden.

Ein Beispiel für die gleichzeitige Verwendung von Matlab und `CONTROLSERVER` ist die Charakterisierung des Zeeman-Slowers aus Abschnitt 4.1. Eine genaue Definition der Matlab-Bibliothek, sowie weitere Beispiele finden sich in der zugehörigen Bedienungsanleitung [KRI08].

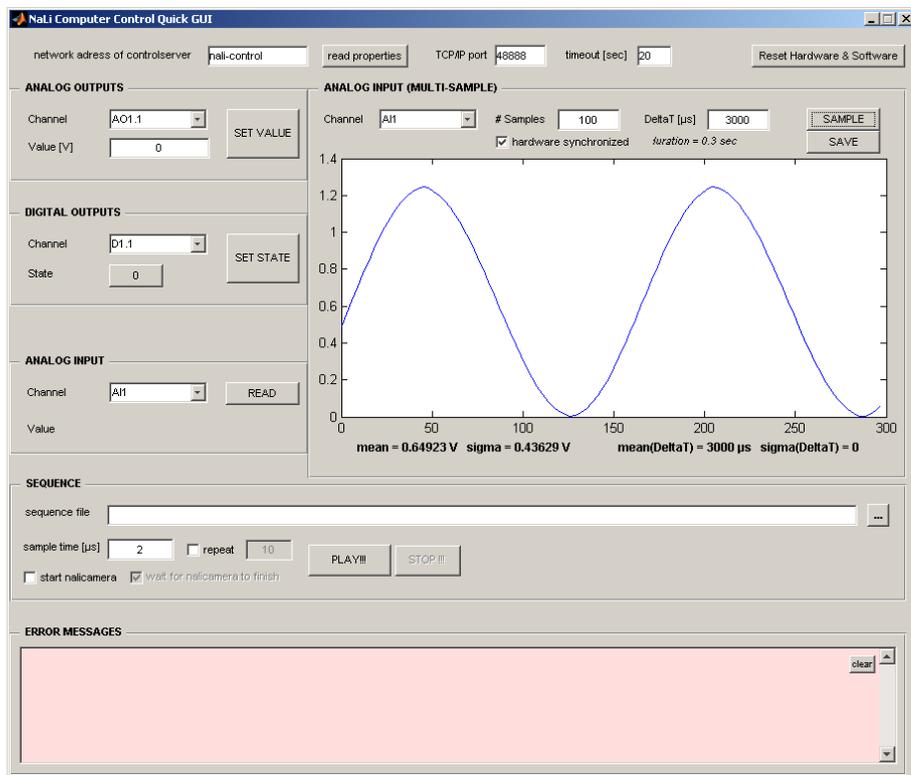


Abb. 7.11. | Matlab-GUI zur Steuerung von CONTROL SERVER .

# 8. Abbilden neutraler Atomgase

Dieses Kapitel erläutert das Abbildungs-System, das für das NaLi-Experiment aufgebaut wurde. Es nutzt eine Matlab-Software, die ursprünglich für das BEC-Labor unserer Arbeitsgruppe geschrieben und für das NaLi-Experiment modifiziert wurde. Im ersten Abschnitt 8.1 wird die physikalische Theorie der Bildaufnahme erläutert. Außerdem wird erklärt, wie aus dem Kamerabild die verschiedenen Messgrößen (Anzahldichte, Phasenraumdicke etc.) extrahiert werden können. Im letzten Abschnitt 8.2 wird dann kurz auf die Matlab-Software zur Bildaufnahme eingegangen.

## 8.1. Physikalische Theorie der Absorptions-Abbildung

### 8.1.1. Bestimmung der Anzahldicke der Atome

Man kann aus den Dichteprofilen von kalten Atomwolken eine Vielzahl an Informationen über die Atome ziehen. Zur Ermittlung der Dichteverteilung wird die Wolke auf eine CCD-Kamera abgebildet. Der optische Aufbau des Abbildungssystems ist in Abb. 8.1 gezeigt.

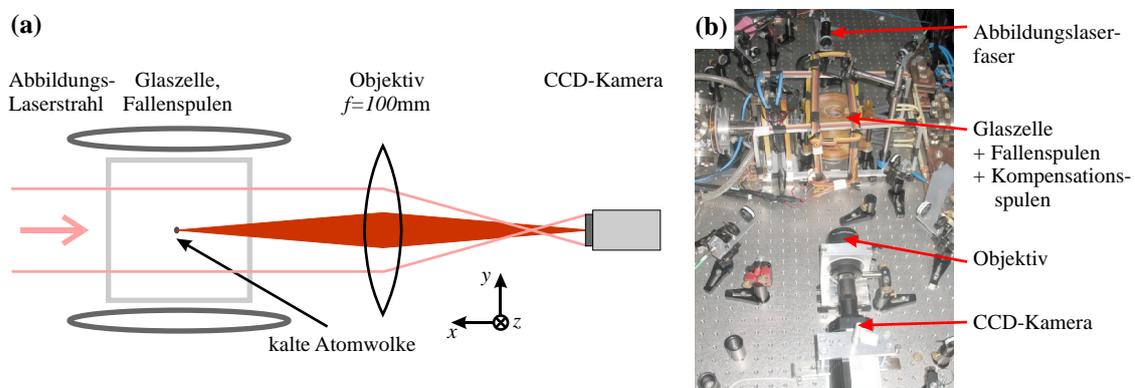
In der Mitte der Glaszelle befindet sich eine Wolke aus kalten Atomen. Sie besitzt eine Transmission  $T(y, z)$  für Licht, das entlang der  $x$ -Achse einfällt (siehe Abb. 8.1(a)). Die Intensität  $I_0(y, z)$  des Laserstrahls wird durch die Absorption in dieser Wolke zu einem Schattenbild

$$I_b(y, z) = T(y, z) \cdot I_0(y, z). \tag{8.1.1}$$

Das Intensitätsprofil  $I_b$  wird dann von einem Objektiv (Zeiss Plan-Apochromat S 1,0X, Brennweite  $f = 100\text{ mm}$ , Durchmesser  $d \approx 40\text{ mm}$ ), evtl. um einen Faktor  $M$  vergrößert, auf eine CCD-Kamera abgebildet.

Um aus den so gewonnenen Bildern eine sinnvolle Information über die Anzahldichteverteilung  $n(\vec{r})$  der Atome zu extrahieren, muss man die Transmission  $T$  in Abhängigkeit von  $n$  bestimmen. Für das Bild  $I_b$  gilt dann mit dem Ortsvektor  $\vec{r} = (x, y, z)^t$  folgende Differentialgleichung [GAT07]:

$$\frac{dI_b(\vec{r})}{dx} = -\sigma(\vec{r}) \cdot n(\vec{r}) \cdot I_b(\vec{r}). \tag{8.1.2}$$



**Abb. 8.1.** | Aufbau des Absorptionsabbildungs-Systems für eine kalte Atomwolke. (a) schematische Skizze (b) Foto des realen Aufbaus im NaLi-Experiment

Dabei ist  $\sigma(\vec{r})$  der Streuquerschnitt der Photonen an der Atomwolke. Er beschreibt die Stärke der Absorption. Es gilt mit der Streurrate  $R(\vec{r})$  aus Gleichung (2.3.1):

$$\sigma(\vec{r}) = \frac{\hbar\omega_{\text{Laser}}}{I_0(\vec{r})} \cdot R(\vec{r}) = \frac{\Gamma \cdot \hbar\omega_{\text{Laser}}}{2I_s} \cdot \frac{1}{1 + \frac{I_b(\vec{r})}{I_s} + \left(\frac{2\delta_0}{\Gamma}\right)^2}. \quad (8.1.3)$$

Dabei ist  $I_s$  die Sättigungsintensität des Übergangs und  $\delta_0$  die Verstimmung des Lasers. Die vollständige analytische Lösung durch Separation der Variablen von Gleichung (8.1.2) in Verbindung mit Gleichung (8.1.3) lautet:

$$n_s(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} n(\vec{r}) dx = \frac{2I_s}{\Gamma\hbar\omega_{\text{Laser}}} \cdot \left\{ \frac{I_0(y, z)}{I_s} - \frac{I_b(y, z)}{I_s} - \left[ 1 + \left( \frac{2\delta_0}{\Gamma} \right)^2 \right] \cdot \ln \frac{I_0(y, z)}{I_b(y, z)} \right\}. \quad (8.1.4)$$

Die Größe  $n_s(y, z)$  heißt Spaltendichte. Sie muss bei einer Vergrößerung  $M \neq 1$  noch mit dem Faktor  $1/M^2$  skaliert werden, wenn  $(y, z)$  die Koordinaten in der Kamera-Ebene sind. Dabei hängt  $n_s(y, z)$  nicht mehr von  $x$  ab, es handelt sich also gewissermaßen um eine Projektion der tatsächlichen Verteilung  $n(x, y, z)$  auf die  $y, z$ -Ebene. Wenn später aus der Größe  $n_s(y, z)$  andere Eigenschaften des Atomgases abgeleitet werden, muss diese implizite Integration über die  $x$ -Koordinate immer mit berücksichtigt werden. Die Abbildung im NaLi-Experiment erfolgt nahe der Resonanz ( $\delta_0 \approx 0$ ) auf dem  $\sigma^+$ -Übergang  $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$  der D<sub>2</sub>-Linie von <sup>23</sup>Na. Das resonante Licht ermöglicht eine Momentaufnahme der Atomwolke, die dadurch allerdings so stark aufgeheizt wird, dass das Verfahren destruktiv ist.

Von Gleichung (8.1.4) für die Spaltendichte  $n_s(y, z)$  gibt es einen wichtigen Grenzfall: Für kleine Intensitäten  $I_0 \ll I_s$  des Abbildungslasers folgt das Lambert-Beer-Gesetz der Absorption (siehe [DEM02b]):

$$n_{s,\text{LB}}(y, z) = -\frac{2I_s}{\Gamma\hbar\omega_{\text{Laser}}} \cdot \left[ 1 + \left( \frac{2\delta_0}{\Gamma} \right)^2 \right] \cdot \ln \frac{I_0(y, z)}{I_b(y, z)} \propto -OD(xy, z). \quad (8.1.5)$$

Die Nutzung dieses Grenzfalls bietet den Vorteil, dass  $n_{s,\text{LB}}$  nur von der optischen Dichte

$$OD(y, z) = \ln \left[ \frac{I_0(y, z)}{I_b(y, z)} \right], \quad (8.1.6)$$

also dem relativen Verhältnis der Intensitäten und nicht von deren absoluten Werten abhängt.

Aus der Spaltendichte  $n_s(y, z)$  lassen sich nun weitere Größen ableiten. Zunächst ergibt sich die Zahl  $N_{\text{Atom}}$  aller Atome in der Falle zu [EIE04]:

$$N_{\text{Atom}} = \iint_{-\infty}^{\infty} n_s(y, z) dy dz = -\frac{2I_s}{\Gamma\hbar\omega_{\text{Laser}}} \cdot \left[ 1 + \left( \frac{2\delta_0}{\Gamma} \right)^2 \right] \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} OD(y, z) dy dz \quad (8.1.7)$$

Um die dreidimensionale Atomdichte  $n(x, y, z)$  aus  $n_s(y, z)$  zu berechnen, muss man zusätzlich zur Spaltendichte weitere Informationen gewinnen. Dies können z.B. zusätzliche Bilder aus anderen Blickrichtungen sein. Aus der Symmetrie des Aufbaus kann man oft zusätzliche Information gewinnen, die in die Berechnung einfließen können. Im NaLi-Experiment lohnt es sich das Potential der NaLi-Magnetfalle, einer einfachen Quadrupolfalle, genauer zu betrachten. Es lautet:

$$V_{\text{Magnet}}(\vec{r}) = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r}) = V_0 \cdot (|x| + 2 \cdot |y| + |z|) \quad (8.1.8)$$

Dabei ist  $\vec{\mu}$  das magnetische Moment eines Atoms und  $\vec{B}(\vec{r})$  das Quadrupolfeld der Fallenspulen. Aus diesem Potential lässt sich ableiten, dass die Atomwolke in  $x$ - und  $z$ -Richtung gleich aussehen

muss. In  $y$ -Richtung ist sie schmäler. Man kann für die Verteilung der Atome in der Falle dann eine Gauß-Verteilung als Modellfunktion annehmen, deren Breite in  $x$ - und  $z$ -Richtung gleich ist. Für die Spaltendichte lässt sich daraus eine Modellfunktion folgern, die für einen Fit genutzt werden kann:

$$\begin{aligned} n_{s,\text{Modell}}(y, z) &= \int_{-\infty}^{\infty} n_{\text{Modell}}(x, y, z) \, dx = \int_{-\infty}^{\infty} n_{\text{max}} \cdot \exp \left[ - \left( \frac{x^2}{2\sigma_{xz}^2} + \frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{z^2}{2\sigma_{xz}^2} \right) \right] \, dx = \\ &= n_{\text{max}} \sigma_{xz} \cdot \sqrt{2\pi} \cdot \exp \left[ - \left( \frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{z^2}{2\sigma_{xz}^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (8.1.9)$$

Mit Hilfe dieser Modellfunktion lassen sich die Parameter  $n_{\text{max}}$ ,  $\sigma_{xz}$  und  $\sigma_y$  aus der gemessenen Funktion  $n_s(y, z)$  bestimmen.

### 8.1.2. Flugzeit-Methode

Das erste Ziel im NaLi-Experiment ist die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats (BEC) aus  $^{23}\text{Na}$ . Die Bose-Einstein-Kondensation setzt ein, wenn die Phasenraumdicke

$$\Omega = n \cdot \lambda_{\text{dB}}^3 > 2.612 \quad (8.1.10)$$

wird (vgl. [NOL05a]). Dabei ist  $n$  die Anzahldicke der Atome und

$$\lambda_{\text{dB}} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}} \quad (8.1.11)$$

ihre deBroglie-Wellenlänge mit der Atommasse  $m$ , der Boltzmannkonstante  $k_B$ , der reduzierten Planck-Konstante  $\hbar$  und der Temperatur  $T$ . Es ist also nützlich die Phasenraumdicke einer thermischen Atomwolke bestimmen zu können, da diese als Maß für die Nähe zur Kondensation gelten kann und somit einen guten Optimierungsparameter darstellt.

Zur Berechnung der Phasenraumdicke  $\Omega$  ist die Temperatur  $T$  der Atome nötig. Sie kann mit der sog. Flugzeit-Methode bestimmt werden. Dabei entlässt man die Atome aus der Magnetfalle, in der sie in  $y$ -Richtung eine Breite von  $\sigma_y(0)$  aufwiesen. Die Atome können dann für eine kurze Zeitspanne  $\Delta t_{\text{TOF}}$  frei expandieren. Danach wird ein Absorptionsbild der Atome erzeugt. Aus einem erneuten Gauß-Fit ergibt sich dann die Breite  $\sigma_y(\Delta t_{\text{TOF}})$  der verbreiterten Verteilung. Nach [KET99] kann man dann die Temperatur über das Äquipartitionstheorem bestimmen:

$$\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}mv_y^2 \quad \text{mit} \quad v_y^2 = \frac{\sigma_y^2(\Delta t_{\text{TOF}}) - \sigma_y^2(0)}{4t_{\text{TOF}}^2} \quad (8.1.12)$$

Hierfür sind mindestens zwei Bilder für die Bestimmung einer Temperatur nötig, oder eine Abschätzung für  $\sigma_y(0)$  und ein Bild. Um die Phasenraumdicke (8.1.10) in der Mitte der Atomwolke als entscheidendes Maß zu bestimmen, benötigt man noch die Dichte der Atome  $n$  in der Mitte der Magnetfalle. Hierfür wird der Parameter  $n_{\text{max}}$  aus der Modell-Funktion (8.1.9) eingesetzt.

### 8.1.3. Eichung der Kamera

Für die bisherigen Bilder  $I_0(y, z)$  und  $I_b(y, z)$  wurde stillschweigend von der Einheit Intensität ausgegangen. Will man nur die Spaltendichte nach Gleichung (8.1.5) bestimmen, so ist die Einheit der Bilder unerheblich, da nur ihr Quotient in die Berechnungen eingeht. Für die Auswertung von Fluoreszenzbildern und die genauere Form der Spaltendichte aus Gleichung (8.1.4) sind aber

absolute Werte für die Intensitäten nötig. Der folgende Abschnitt erklärt, wie man die absolute Intensität durch eine Eichung der CCD-Kamera berechnen kann.

Aus der CCD-Kamera liest man einen Zahlenwert (CCD-Count)  $I_{\text{CCD}}(y, z)$  pro Pixel, der im Bereich von 0..4095 liegt (12 Bit Auflösung). Es sei hier ein Faktor  $\alpha$  eingeführt, der diesen Zahlenwert mit  $I = \alpha \cdot I_{\text{CCD}}$  in die Anzahl der auftreffenden Photonen umrechnet (diese Größe entspricht einer Intensität). Es gilt:

$$\alpha = g/\eta \quad (8.1.13)$$

Dabei ist  $\eta$  die Quanteneffizienz, die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein auftreffendes Photon ein Elektron auslöst und  $g$  der Umrechnungsfaktor von Elektronen in CCD-Counts (wird in der Literatur oft als *gain* bezeichnet). Der Umrechnungsfaktor  $g$  für die verwendete QImaging-Kamera wurde von Timo Ottenstein in seiner Diplomarbeit mit Hilfe einer Rauschanalyse bestimmt [OTT06]:

$$g = (7.294 \pm 0.016) \frac{\text{Elektronen}}{\text{Count}}$$

Dieser Wert ist von der Wellenlänge des eingestrahnten Lichts unabhängig und kann somit auch für die Wellenlänge von Natrium verwendet werden.

Die Quanteneffizienz  $\eta$  muss für jede Wellenlänge ausgemessen werden. Dazu wurde ein Laserstrahl bekannter Leistung  $P$  mit der CCD-Kamera abgebildet. Der Strahl ist nur für eine kurze Zeit  $\Delta t = 10..250 \mu\text{s}$  eingeschaltet. Mit der Belichtungszeit  $\Delta t$  kann man dann die Anzahl  $N_{\text{Photon}}$  der Photonen bestimmen, die während der Belichtung auf die gesamte Fläche des CCD-Chips fielen:

$$N_{\text{Photon}} = \frac{P \cdot \Delta t}{E_{\text{Photon}}} = \frac{P \cdot \Delta t \cdot \lambda_{\text{Laser}}}{hc} \quad (8.1.14)$$

Hierbei ist  $\lambda_{\text{Laser}}$  die Wellenlänge des Abbildungslasers und  $E_{\text{Photon}} = hc/\lambda_{\text{Laser}}$  ist die Energie eines Photons aus dem Laser;  $h$  ist das Plancksche Wirkungsquantum und  $c$  ist die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit. Die Quanteneffizienz  $\eta$  ergibt sich dann zu:

$$\eta = \frac{N_{\text{Photon}}}{g \cdot N_{\text{counts}}}, \quad \text{mit} \quad N_{\text{counts}} = \sum_{y,z} [I_k(y, z) - I_{\text{back}}(y, z)]. \quad (8.1.15)$$

Hier ist  $N_{\text{counts}}$  die Summe über die CCD-Counts im Bild der Kamera. Das Bild  $I_{\text{back}}(y, z)$  ist ein sog. Hintergrund- oder Dunkelbild. Es zeigt eine Aufnahme der CCD-Kamera ohne Beleuchtung und korrigiert das Ausleserauschen und den Dunkelstrom des CCD-Sensors (siehe auch Abschnitt 8.1.4). Abbildung 8.2 zeigt den Plot der Ergebnisse einer Messung, bei der  $\Delta t$  von  $10 \mu\text{s}$  bis  $250 \mu\text{s}$  variiert wurde. Es wurden vier Hintergrundbilder aufgenommen und ein gemitteltes Bild von den restlichen Aufnahmen abgezogen. Die Laserleistung betrug  $P = (1.5 \pm 0.1) \mu\text{W}$ . Aus dem Plot konnte  $\eta$  mit Hilfe eines Geradenfits bestimmt werden:

$$\eta = (56 \pm 3)\%$$

Der Fehler ergibt sich aus dem 95% Konfidenzintervall des Fits. Dieser Wert bestätigt auch die Angaben des Herstellers. Passt man eine Parabel an die Daten an, so erhält man folgenden Zusammenhang:

$$N_{\text{Photon}}(gN_{\text{counts}}) = (0.52 \pm 0.1) \cdot gN_{\text{counts}} + (2.1 \pm 0.8) \cdot 10^{-11} \cdot g^2 N_{\text{counts}}^2.$$

Der Detektor zeigt also im vermessenen Bereich nur eine sehr schwache Nichtlinearität.

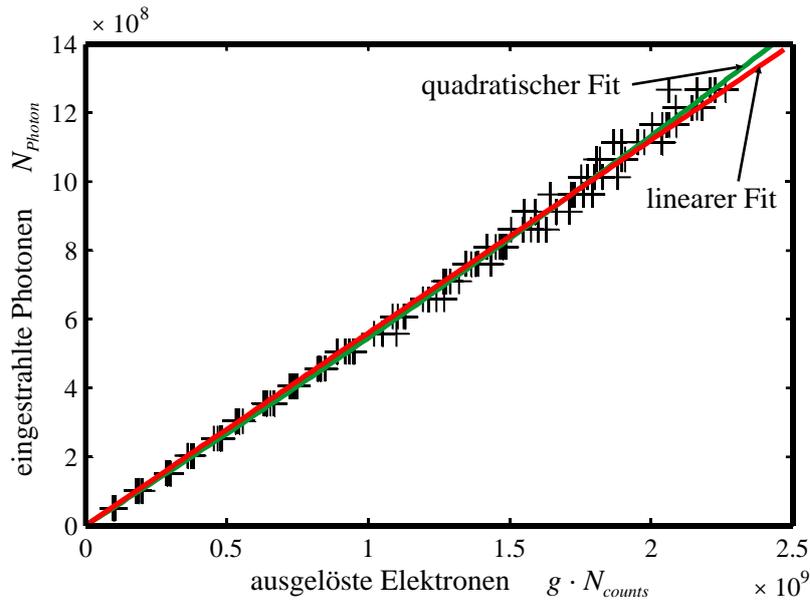


Abb. 8.2. | Messung der Quanteneffizienz.

#### 8.1.4. Vorgehen bei der Bildaufnahme

Während der Bildaufnahme werden nicht nur ein, sondern sogar drei Bilder aufgezeichnet. Das erste Bild  $I_{\text{pic}}$  enthält das Schattenbild der Atome. Das zweite Bild  $I_{\text{ref}}$  (Referenzbild) enthält nur den Abbildungs-Laserstrahl, ohne Atome und das letzte Bild  $I_{\text{back}}$  (Hintergrundbild) schließlich ist ein Dunkelbild ohne den Abbildungslaser. Daraus kann man dann die Intensitätsprofile  $I_0$  und  $I_b$  bestimmen, die in die Berechnungen in den Abschnitten 8.1.1 und 8.1.2 eingehen:

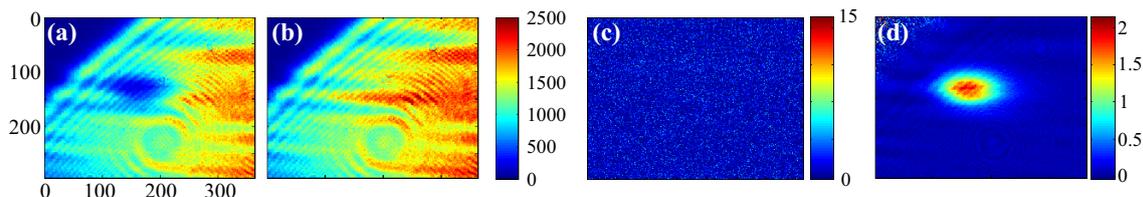
$$I_0 = \frac{I_{\text{ref}} - I_{\text{back}}}{\alpha} \cdot \beta \qquad I_b = \frac{I_{\text{pic}} - I_{\text{back}}}{\alpha} \qquad (8.1.16)$$

Das Abziehen des Hintergrundbilds korrigiert additive Bildstörungen, wie den Dunkelstrom oder das Ausleserauschen. Der Faktor  $1/\alpha$  rechnet die Einheit CCD-Counts in Photonenzahl, bzw. Intensität um. Der Faktor  $\beta$  korrigiert Intensitätsschwankungen zwischen zwei Pulsen des Abbildungslasers und normiert das Referenzbild  $I_0$  auf das Bild  $I_b$ . Um ihn zu berechnen wird ein Bereich  $\tilde{I}_0, \tilde{I}_b$  ohne Atome in beiden Bildern analysiert. Man erhält dann:

$$\beta = \frac{\sum_y \sum_z \tilde{I}_b(y, z)}{\sum_y \sum_z \tilde{I}_0(y, z)}. \qquad (8.1.17)$$

In die Berechnungen aus Abschnitt 8.1.1 geht vornehmlich die optische Dichte ein, die sich aus dem Quotienten von  $I_0$  und  $I_b$  berechnet. Die Nutzung dieses Quotienten bietet den Vorteil, dass Bildstörungen die sich auf beide Bilder auswirken, wie etwa Interferenzeffekte durch die Glasflächen der optischen Komponenten, eliminiert werden. Die Eichung mit  $\alpha$  ist nur zur Berechnung von Korrekturtermen, wie in (8.1.4) nötig.

Abbildung 8.3 zeigt die drei aufgenommenen Bilder bei der Absorptionsabbildung einer MOT und die daraus berechnete optische Dichte. In Abb. 8.3(a) und (b) erkennt man das Intensitätsprofil des Abbildungslasers zusammen mit störenden Interferenzstreifen. Die Atome sind als dunkler Fleck in (a) zu erkennen. In Abb. 8.3(c) ist das kleine Hintergrundrauschen gezeigt. Abbildung 8.3(d) zeigt die aus (a)-(c) berechnete optische Dichte, die proportional zur Atomzahl ist.



**Abb. 8.3.** | Bilder, die bei der Absorptionsabbildung einer MOT entstehen. (a) Bild mit Atomen, (b) Referenzbild, (c) Hintergrundbild. Die Abbildung (d) zeigt die aus (a)-(c) berechnete optische Dichte.

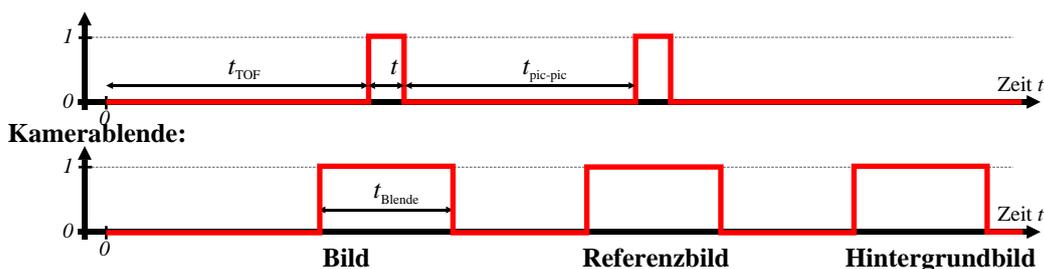
Die CCD-Kamera im NaLi-Experiment ist aus  $A = 6.45 \times 6.45 \mu\text{m}^2 = 41.6 \mu\text{m}^2$  großen Pixeln aufgebaut. Dadurch beinhaltet das aufgenommene Bild immer schon eine Mittelung über die Fläche dieser Pixel. Bei einer Vergrößerung  $M \neq 1$  ist die effektive Pixelgröße, also die Fläche in der Atomwolke, die ein Pixel repräsentiert:

$$A_{\text{eff}} = \frac{A}{M^2}. \quad (8.1.18)$$

Dies ist bei den Auswertungen nach Abschnitt 8.1.1 zu berücksichtigen.

Um die oben erwähnten drei Bilder zu erzeugen, ist eine kurze Sequenz nötig. Eine Sequenz dieser Art wird Teil jeder Experiment-Sequenz sein, die eine Absorptionsabbildung der Atome enthält. Sie ist in Abb. 8.4 gezeigt und in Anhang G.2 abgedruckt. Am Beginn dieser Sequenz werden alle Magnetfelder der Fallen abgeschaltet. Danach können die Atome für eine Zeit  $\Delta t_{\text{TOF}}$  frei expandieren. Dann werden die drei Bilder im Abstand  $\Delta t_{\text{pic-pic}}$  von mindestens 600 ms erzeugt. Dies ist die Zeit, die die QImaging-Kamerasoftware zum Auslesen und abspeichern eines Bildes benötigt. Sie kann reduziert werden, wenn nur ein kleiner Teil der Pixel (sog. *region of interest*) ausgelesen wird. Eine kurze Auslesezeit ist wichtig, damit das Abbildungssystem unempfindlich auf Instabilitäten des Aufbaus (thermische Driften etc.) reagiert. Für jedes Bild wird die Kamera-Blende für  $\Delta t_{\text{Blende}}$  offen gehalten. In dieser Zeit wird der Abbildungslaser für die Belichtungszeit  $\Delta t < \Delta t_{\text{Blende}}$  angeschaltet. In Abb. 8.4 ist zu sehen, dass der Laser (wie schon vorher erläutert) nur für die beiden ersten Bilder ( $I_{\text{pic}}$  und  $I_{\text{ref}}$ ) nötig ist, nicht aber für das dritte ( $I_{\text{back}}$ ). Der Laser wird über den AOM an- und abgeschaltet, der auch seine Frequenz festlegt (siehe Abschnitt 3.3.4).

#### Abbildungslaser-AOM:



**Abb. 8.4.** | Sequenz für die Absorptionsabbildung. Die Zeitachse ist nicht realistisch gezeichnet, um den Ablauf der Sequenz überhaupt sichtbar machen zu können. Typischerweise ist  $\Delta t_{\text{pic-pic}} \geq 600 \text{ms}$  und  $\Delta t \approx 500 \mu\text{s}$ , sodass man in obiger Abbildung bei realistischen Verzögerungen nichts erkennen würde.

## 8.2. Die Bildaufnahme-Software

Die Software `NALICAMERA` zur Bildaufnahme- und Auswertung basiert auf einem Programm, das Jérôme Estève für das BEC-Labor unserer Arbeitsgruppe geschrieben hat und der Kamerasoftware

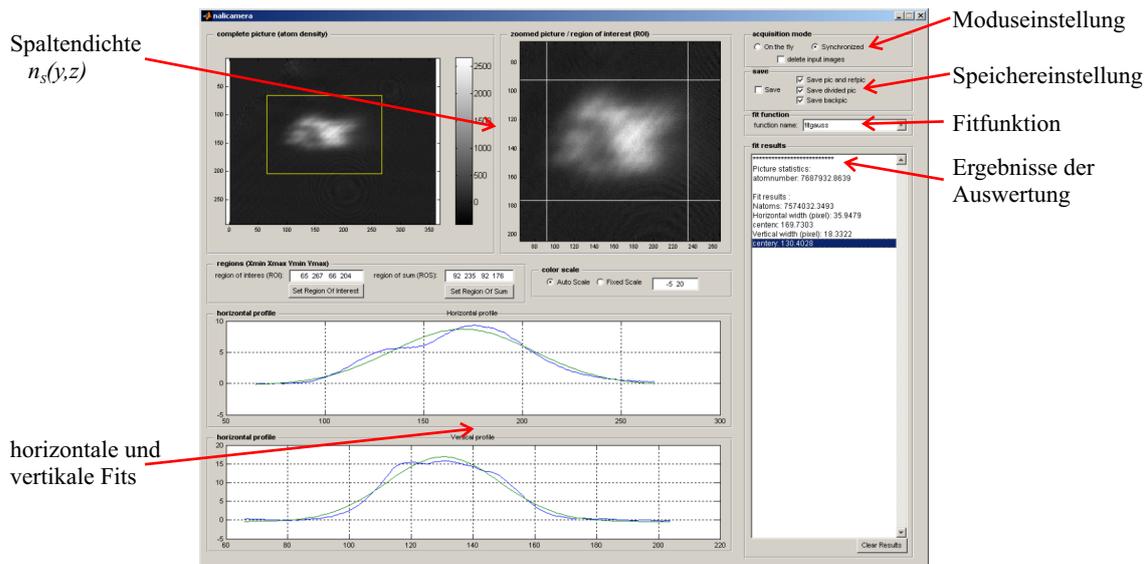


Abb. 8.5. | Bildschirmfoto der Abbildungs-Software NALICAMERA .

der Firma QImaging. Das letztgenannte Programm liest einfach bei jedem Trigger-Impuls an der Kamera ein Bild und speichert es fortlaufend nummeriert im TIF-Format<sup>1</sup> ab. NALICAMERA kann dann auf das Verzeichnis mit diesen Dateien zugreifen, die Bilder laden und auswerten. Dazu wird es in einem von zwei Modi betrieben:

- „on the fly“: Das Matlab-Programm wartet, bis drei Bilder im Verzeichnis vorliegen. Danach lädt es diese drei Bilder, führt die Auswertung durch und speichert die Ergebnisse ggf. ab.
- „synchronized“: Hierbei stößt ein zweites Matlab-Programm (etwa ein Matlab-Steuerskript nach Abschnitt 7.4) die Auswertung der Daten an. Das aufrufende Programm kann auf die Ergebnisse warten, oder diese parallel zur eigenen Ausführung (also nebenläufig) ermitteln lassen.

In beiden Modi nutzt das Auswerte-Programm nur die letzten drei Bilder, die von der Kamerasoftware erzeugt wurden. Liegen mehr Bilder vor, so werden sie gelöscht.

Bei NALICAMERA handelt sich um eine Matlab-Benutzeroberfläche (siehe Abb. 8.5), die neben einigen Einstellungsmöglichkeiten auch einen Plot der aufgenommenen Bilder bietet. Die Auswertung der Daten kann auf den Bildausschnitt („ROI“ = region of interest) eingeschränkt werden, der die Atomwolke zeigt. Beim Aufruf von NALICAMERA können zusätzliche Parameter zum auszuwertenden Bild (z.B. Fallenparameter oder die Flugzeit  $\Delta t_{\text{TOF}}$ ) übergeben werden.

Die komplette Bildauswertung ist in einer Matlab-Datei zusammengefasst, sodass sie leicht ausgetauscht werden kann, um etwa verschiedene Eigenschaften der Atome zu untersuchen. NALICAMERA kann die aufgenommenen Bilder und die daraus berechneten Ergebnisse in einem vorher definierten Verzeichnis für weitere Auswertungen und die Archivierung abspeichern. Die Dateien werden dabei fortlaufend nummeriert und in Unterverzeichnissen tageweise sortiert abgelegt.

<sup>1</sup>TIFF steht für Tagged Image File Format, ein verlustfreies Dateiformat für Pixelbilder.



## 9. Eine Sequenz des NaLi-Experiments

Dieses Kapitel schildert eine konkrete Anwendung des Steuer-Systems. Dazu geht es auf eine Experiment-Sequenz ein, die nach dem Laden einer MOT die Atome in eine magnetische Falle umladen soll.

Das Kühlverfahren für Natrium im NaLi-Experiment wurde in Abschnitt 1.3.1 bereits erläutert. Es beginnt mit dem Laden einer magneto-optischen Falle durch den Zeeman-Slower. Danach müssen die Atome in eine magnetische Falle umgeladen werden. Vor dem Umladen werden die Atome für kurze Zeit in einer optischen Melasse weiter gekühlt. In der Magnetfalle folgt dann das Verdampfungskühlen. Die so erzeugten Atomwolken stehen für die Experimente zur Verfügung, die in einer optischen Falle stattfinden werden.

Aktuell wird versucht, diese Schritte bis zum Einfangen in einer Magnetfalle zu implementieren. Von dort aus können dann die weiteren Schritte in Angriff genommen werden. Zur Überprüfung der Anzahl und Temperatur der Atome in der Magnetfalle schließt sich an die aktuelle Sequenz ein Schritt zur Absorptionsabbildung nach Abschnitt 8.1 an. Abbildung 9.1 zeigt eine Skizze des Verlaufs der wichtigsten Kanäle der Experiment-Sequenz.

Zu Beginn der Sequenz befinden sich alle Signale auf einem Level, das das Laden einer MOT erlaubt (a). Die MOT-Laser, sowie der MOT-Rückpumper sind angeschaltet. Das Magnetfeld befindet sich auf einem mittleren Niveau  $B_{\text{MOT}}$ . Nach einer Zeit  $\text{dt}_{\text{MOT}}$  schließt sich eine Phase des Melassekühlens an (b). Dazu wird das magnetische Quadrupolfeld abgeschaltet und die Verstimmung der MOT von 11 MHz auf 15 MHz erhöht. Die Intensität der MOT-Laserstrahlen wird reduziert. Eine kurze Zeit  $\text{dt}_{\text{MOLASSES}}$  von einigen Millisekunden später werden die MOT-Laserstrahlen ganz abgeschaltet. Das Magnetfeld wird angeschaltet und steigt für eine Zeit  $\text{dt}_{\text{LOAD}}$  an (c). In dieser Zeit werden die in der Magnetfalle gespeicherten Atome komprimiert.

Nachdem sich die Atome nun in der Magnetfalle befinden, können weitere Experimente oder Kühl-schritte durchgeführt werden. In der Sequenz in Abb. 9.1 schließt sich das Abbilden der Atome an. Dazu dehnen sich die Atome zunächst ohne Magnetfeld während  $\text{dt}_{\text{TOF}}$  frei aus. Danach werden, wie schon in Abschnitt 8.1.4 erläutert, drei Bilder aufgenommen, aus denen die optische Dichte und damit auch die Anzahl-dichte der Atome bestimmt werden kann. Aus mindestens zwei solcher Bilder mit unterschiedlicher Flugzeit  $\text{dt}_{\text{TOF}}$  kann man nach Abschnitt 8.1.2 mit der Flugzeitmethode die Temperatur der Atomwolke bestimmen.

Am Ende der Sequenz werden alle Kanäle auf die Anfangszustände zurückgestellt, um die MOT wieder zu laden. Währenddessen wird das Programm `NALICAMERA` (siehe Abschnitt 8.2) gestartet, das die Ladezeit der MOT nutzt, um die aufgenommenen Bilder auszuwerten. Der nächste Durchlauf der Sequenz kann üblicherweise direkt nach der Auswertung starten.

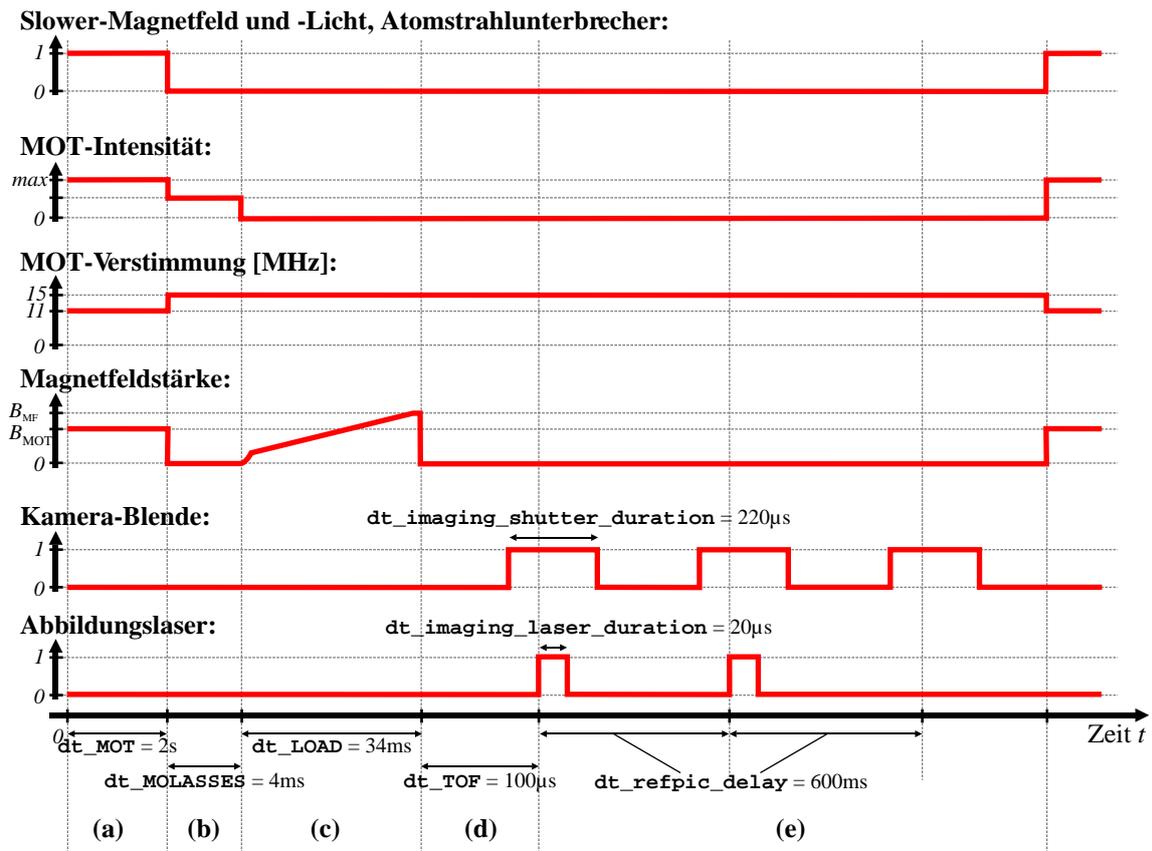


Abb. 9.1. | Skizze der Experiment-Sequenz zum Laden einer Magnetfalle, incl. Absorptionsabbildung der Atome. Man beachte, dass die Zeitachse nicht maßstabsgerecht gezeichnet ist!

# 10. Zusammenfassung und Ausblick

## 10.1. Zusammenfassung

In der vorliegenden Diplomarbeit wurde der Aufbau eines Zeeman-Slowers beschrieben, der sowohl für Natrium als auch für Lithium geeignet ist. Seine Funktion konnte durch Messungen der Laderate einer magneto-optischen Falle (MOT) für Natrium verifiziert werden, obwohl der Atomfluss noch um einige Größenordnungen verbessert werden muss. Außerdem wurde in Abschnitt 2 das Verhalten von Atomen, die sich im Slower bewegen, ausführlich diskutiert und durch Simulationen quantitativ beschrieben.

Im zweiten Teil dieser Diplomarbeit wurde der Aufbau und die Programmierung eines Steuerungssystems für das NaLi-Experiment beschrieben. Das System kann 30 – 60 s lange Sequenzen mit einer zeitlichen Auflösung von unter  $10 \mu\text{s}$  ausgeben. Dafür stehen in der aktuellen Ausbaustufe 16 Analogausgänge (16 Bit) und 48 digitale TTL-Ausgänge zur Verfügung. Zusätzlich können an 16 differentiellen Eingängen potentialfrei Spannungen gemessen werden. Zur Ansteuerung der Hardware wurde ein modulares C++-Programm implementiert, das Sequenzbeschreibungen entgegen nimmt und alle Funktionen der Hardware ansteuert. Es nimmt über eine Netzwerkschnittstelle Befehle entgegen, die es z.B. von einer Matlab-Funktionsbibliothek erhält. So integriert sich das System in Matlab, welches zur Datenauswertung genutzt wird. Für die Sequenzen wurde eine eigene Beschreibungssprache entwickelt und implementiert, die eine einfache und flexible Definition der Sequenzen erlaubt. Das NaLi-Steuersystem befindet sich seit einigen Monaten im Laboreinsatz. Erst aus der aktiven Benutzung des Programms folgen Erweiterungswünsche und Fehlerberichte, sodass sicher noch einige Entwicklungszeit in die Steuerung investiert werden muss. Die notwendige Grundfunktionalität ist aber implementiert und die Software läuft stabil.

## 10.2. Variables Timing: Eine sinnvolle Erweiterung für die Experiment-Steuerung

Eines der noch ungelösten Probleme der Steuerung betrifft deren Speicherverbrauch. Werden Sequenzen, die viele Kanäle nutzen länger als etwa 40 s, so übersteigt der Speicherverbrauch bei hoher zeitlicher Auflösung  $\Delta t < 5 \mu\text{s}$  den vorgegebenen Rahmen und der NI-DAQmx-Treiber versagt, da die Sequenz nicht komplett im Hauptspeicher gehalten werden kann. Außerdem wird natürlich mehr Rechenzeit benötigt, um das große Speicherarray zu befüllen. Gleichzeitig stellt man aber fest, dass in vielen realistischen Sequenzen über lange Zeiten keine, oder nur langsame Änderungen der Ausgangssignale vorliegen. In diesen Abschnitten der Sequenz kann die zeitliche Auflösung auch beträchtlich unter das Maximum gesetzt werden, ohne dass dies die Ausgabe der Signale beeinflusst. Es wäre also wünschenswert die Sample-Rate dynamisch während der Ausführung anzupassen. Dies muss natürlich synchron mit der Sequenzausgabe geschehen.

Dieser Abschnitt beschreibt einen Vorschlag für ein System zur variablen Sampleraten-Anpassung. Es basiert auf der Idee mit einigen Digitalkanälen in jedem Sample dessen Dauer zu kodieren. Mit diesen Daten kann dann ein programmierbarer Frequenzteiler aus einem Referenzoszillator den auslösenden Puls für das nächste Sample erzeugen. Die I/O-Karten sind so aufgebaut, dass sie auf einen externen Puls mit der Ausgabe des nächsten Samples reagieren können. Abbildung 10.1 zeigt

eine schematische Skizze einer solchen Schaltung.

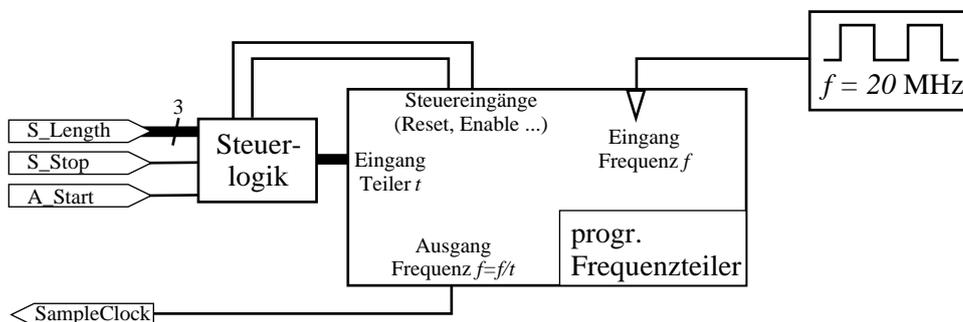


Abb. 10.1. | Prinzipschaltbild eines Systems zur variablen Taktanpassung.

Die folgenden Absätze beschreiben die Implementierungsidee detaillierter. Abbildung 10.2 zeigt ein Schaltbild für die elektronische Zusatzschaltung zur Anpassung der Sample-Rate. Sie arbeitet intern mit einem hoch-getakteten Oszillator, der einen 16-Bit-Zähler erhöht. Ein 16-Bit-Vergleicher liefert an seinem Ausgang 1, wenn der Zählerstand mit einer von den Signalen `S_Length[0..2]` codierten Sample-Länge übereinstimmt. Der Ausgang des Vergleichers ist genau einen Takt auf 1 und wechselt dann wieder auf 0, da der Zähler weiter erhöht wird. In diesem zweiten Takt setzt der durch ein Register um einen Takt verzögerte Ausgangspuls des Vergleichers den Zähler auf 0 zurück. Nun kann der Zyklus für das nächste Sample beginnen. Das Signal `SampleClock` der I/O-Karten wird direkt mit dem Ausgang des Vergleichers verbunden und ein neues Sample wird bei jeder steigenden Flanke erzeugt.

Damit die Schaltung aus Abb. 10.2 funktioniert sind einige spezielle Signale in der Sequenz nötig. Neben `S_Length[0..2]`, die die Länge des aktuellen Samples codieren, gibt es noch `S_Stop`. Dieses Signal ist in allen Zeitschritten 0; nur im letzten Sample wird es auf 1 gesetzt. Die Schaltung wertet es aus, um die Ausgabe von Pulsen auf `SampleClock` zu beenden. Die Zustände der genannten Signale müssen von `CONTROLSERVER` berechnet und in jedem Sample gesetzt werden. Dies kann während der Generierung der Speichersequenz nach Abschnitt 7.3.5 geschehen.

Der asynchrone (in Bezug auf die Sequenz) Eingang `A_Start` startet das Abspielen der Sequenz, indem er den Zähler freigibt (Enable-Eingang). Während des Zählens wird der Zustand der synchronen Leitung `S_Stop` überwacht, um das Ende der Sequenz zu detektieren. Beide Aufgaben übernimmt ein Zustandsautomat, der als FSM in der Schaltung eingezeichnet ist. Abbildung 10.2(b) zeigt seinen Zustandsübergangsgraphen. Die Schaltung kann in einem programmierbaren Logik-IC (CPLD = complex programmable logic device) untergebracht werden. Dies ermöglicht auch das nachträgliche anpassen der Schaltung.

Neben dem hier vorgestellten variablen Timing gibt es sicher noch eine Reihe von anderen sinnvollen Erweiterungen der Experiment-Steuerung. So könnte etwa die Ansteuerung eines GPIB-Busses zur Programmierung von Laborgeräten, wie etwa Funktionsgeneratoren, eine lohnende Erweiterung darstellen. Viele Geräte verfügen auch über eine serielle RS-232-Schnittstelle, die somit auch ein Kandidat für eine Erweiterung von `CONTROLSERVER` wäre. Bei beiden muss die Ausgabe mit der Sequenz synchronisiert sein, sodass die Programmierung für den Benutzer vollkommen transparent innerhalb der SDF-Sequenzen erfolgen kann.

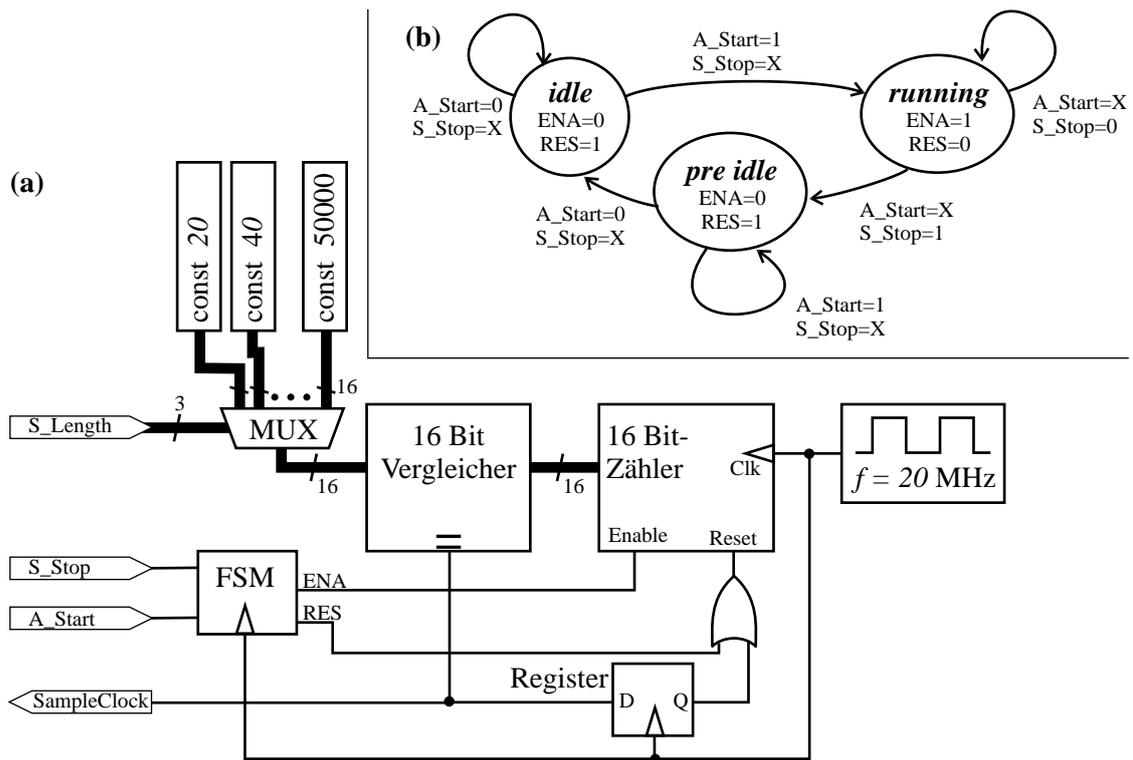


Abb. 10.2. | (a) Vorschlag für eine Schaltung, die variables Timing für die Steuerung implementiert. (b) Zustandsübergangsdiagramm des Zustandsautomaten FSM aus (a).

### 10.3. Ausblick auf die weiteren Schritte im NaLi-Experiment

Etwa ein Jahr nach dem Start des neuen NaLi-Experiments in noch leeren Laborräumen, steht mittlerweile sowohl das Vakuum-, als auch Natrium-Lasersystem bereit und kann für erste Experimente genutzt werden. Außerdem existiert ein funktionsfähiges Steuersystem für das gesamte Experiment, das bei hoher zeitlicher Auflösung eine komfortable und zuverlässige Programmierung von Experiment-Sequenzen erlaubt. In den letzten Monaten wurden auch die kombinierten MOT-, Magnetfallen- und Feshbach-Spulen eingebaut und in Betrieb genommen. Des Weiteren wurden spezielle Antennen für die Erzeugung der Mikrowellen zum evaporativen Kühlen der Atome aufgebaut.

Nach der reproduzierbaren Implementierung einer Natrium-MOT, befindet sich das Experiment nun auf dem Weg zum nächsten Meilenstein, der Erzeugung eines (großen) Bose-Einstein-Kondensats aus Natrium. Dazu muss der Aufbau weiter optimiert werden. Es ist z.B. nötig, den Fluss durch den Zeeman-Slower zu erhöhen, um mehr Atome in der MOT fangen zu können. Der nächste Schritt ist dann das Umladen der Atome in eine magnetische Falle, in der sie evaporativ gekühlt werden können. Nachdem das BEC für Natrium erreicht wurde kann auch Lithium in das Experiment mit einbezogen werden. Dann wird auch das Lithium-Lasersystem aufgebaut werden, dessen optische Komponenten aber schon vorhanden sind. In ersten Experimenten soll das Verhalten von wenigen Lithium-Atomen in einem Bad von vielen Natrium-Atomen untersucht werden. Später wird die Apparatur die Möglichkeit bieten, große fermionische Quantengase zu untersuchen und Vorhersagen der Vielkörper-Quantentheorien experimentell zu prüfen.



# Anhang



# A. Glossar

## A.1. Verwendete Formelzeichen

Die folgenden Zahlen stammen aus [NIS07].

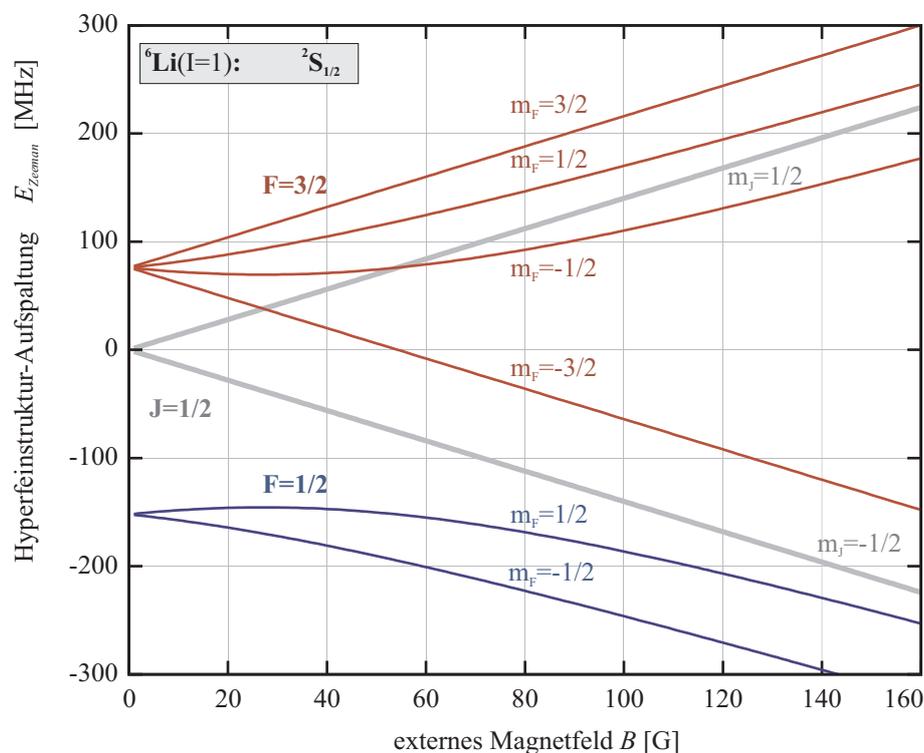
Zeichen	Beschreibung	Wert/Verweis
$\alpha_{el}$	elektrische Polarisierbarkeit	
$\alpha_w$	Wärmeübergangskoeffizient	
$\vec{B}$	Magnetfeld	
$\beta_{MOT}$	Zweikörperverlustkoeffizient einer MOT	<i>siehe Abschnitt 4.1.1</i>
$c$	Vakuumlichtgeschwindigkeit	$299792458 \frac{m}{s}$
$\mathcal{C}_{F,F'}(m_F, m_{F'})$	Stärke des Übergangs $ F, m_F\rangle \rightarrow  F', m_{F'}\rangle$ , also das Quadrat des entsprechenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten	
$\delta(\vec{r}, \vec{v})$	Verstimmung zwischen Laserstrahl und Atom-Resonanzlinie (in Einheiten von $2\pi$ )	
$\delta_{Doppler}$	Dopplerverschiebung der Atomresonanzfrequenz (in Einheiten von $2\pi$ )	<i>siehe (2.4.1)</i>
$\delta_{Zeeman}$	Zeemanverschiebung der Atomresonanzfrequenz (in Einheiten von $2\pi$ )	
$e = \exp(1)$	Eulersche Zahl	
$\vec{E}$	elektrisches Feld	
$\Delta E_{Paschen-Back}$	Zeeman-Aufspaltung der Feinstruktur (Paschen-Back-Effekt)	<i>siehe (2.2.2)</i>
$\Delta E_{Zeeman}$	Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur	<i>siehe (2.2.2)</i>
$\vec{F}_{Streu}(\vec{r}, \vec{v})$	Streukraft	<i>siehe (2.3.2)</i>
$F, m_F$	Quantenzahlen des Drehimpulsoperator $\hat{F} = \hat{J} + \hat{I}$	<i>siehe Abschnitt 2.1</i>
$g_s$	Landé-Faktor des Elektronenspins	2.0023193043622(15)
$g_x$	Landé-Faktor zum Drehimpuls $x$	
$\Gamma$	Linienbreite eines Atom-Übergangs	<i>siehe (2.3.1)</i>
$\gamma_{MOT}$	Laderate einer MOT	<i>siehe Abschnitt 4.1.1</i>
$\hbar = h/2\pi$	Planck'sches Wirkungsquantum	$1.054571628 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
$i = \sqrt{-1}$	Komplexe Einheit	
$I, m_I$	Spin-Quantenzahlen des Kernspins	<i>siehe Abschnitt 2.1</i>
$I_0(y, z)$	Intensitätsprofil des Abbildungslasers	<i>siehe Abschnitt 8.1</i>
$I_b(y, z) = T(y, z) \cdot I_0(y, z)$	Intensitätsprofil des Abbildungslasers nach der Atomwolke	<i>siehe Abschnitt 8.1</i>
$l, m_l$	Spin-Quantenzahlen des Bahndrehimpulses	<i>siehe Abschnitt 2.1</i>
$j, m_j$	Quantenzahlen des Drehimpulsoperator $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$	<i>siehe Abschnitt 2.1</i>
$\lambda_{dB} = \sqrt{2\pi\hbar^2/mk_B T}$	deBroglie-Wellenlänge	
$\lambda_w$	Wärmeleitkoeffizient	
$k_B$	Boltzmannkonstante	$1.3806504 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$
$m$	Masse	

Zeichen	Beschreibung	Wert/Verweis
$\vec{\mu}$	magnetisches Dipolmoment	
$\mu_B$	Bohr'sches Magneton	$927.400915 \cdot 10^{-26} \frac{\text{J}}{\text{T}}$
$n(x, y, z)$	Anzahldichte einer Atomwolke	
$n_s(y, z) = \int n(x, y, z) dx$	Spaltendichte einer Atomwolke	
$N_{\text{Atom}} = \iiint n(\vec{r}) d^3r$	Gesamtzahl der gefangenen Atome	
$\Omega = n(x, y, z) \cdot \lambda_{\text{dB}}^3$	Phasenraumdichte	siehe Abschnitt 8.1.2
$OD = \ln I_o/I_b$	optische Dichte	siehe Abschnitt 8.1
$\vec{p}_{\text{el}}$	elektrisches Dipolmoment	
$p_{\text{rec}}$	Photonenrückstoß-Impuls	siehe S. 15
$R(\vec{r}, \vec{v})$	Streurrate eines Zweiniveaumatoms	siehe S. 16
$s, m_s$	Spin-Quantenzahlen des Elektrons	siehe Abschnitt 2.1
$s_0 = I/I_S$	Sättigungsparameter eines Atom-Übergangs	siehe (2.3.1)
$\sigma$	Wirkungsquerschnitt	
$\tau_{\text{MOT}}$	Einkörperverlustkoeffizient einer MOT	siehe Abschnitt 4.1.1
$T(y, z)$	Transmission einer Atomwolke	siehe Abschnitt 8.1
$v_{\text{end}}$	Endgeschwindigkeit nach Zeeman-Slower	siehe Abschnitt 1.3.1
$v_{\text{max}}, v_{\text{cap}}$	Einfang-Geschwindigkeit	siehe S. 20 und S. 97
$v_{\text{rec}}$	Photonenrückstoß-Geschwindigkeit	
$V_{\text{Magnet}}(x, y, z)$	Potential der Magnetfalle	siehe (8.1.8)
$\omega_{\text{Laser}}, \nu_{\text{Laser}}$	Laser-Frequenz	
$\xi = a/a_{\text{max}}$	Sicherheitsparameter für Zeeman-Slower	siehe S. 19

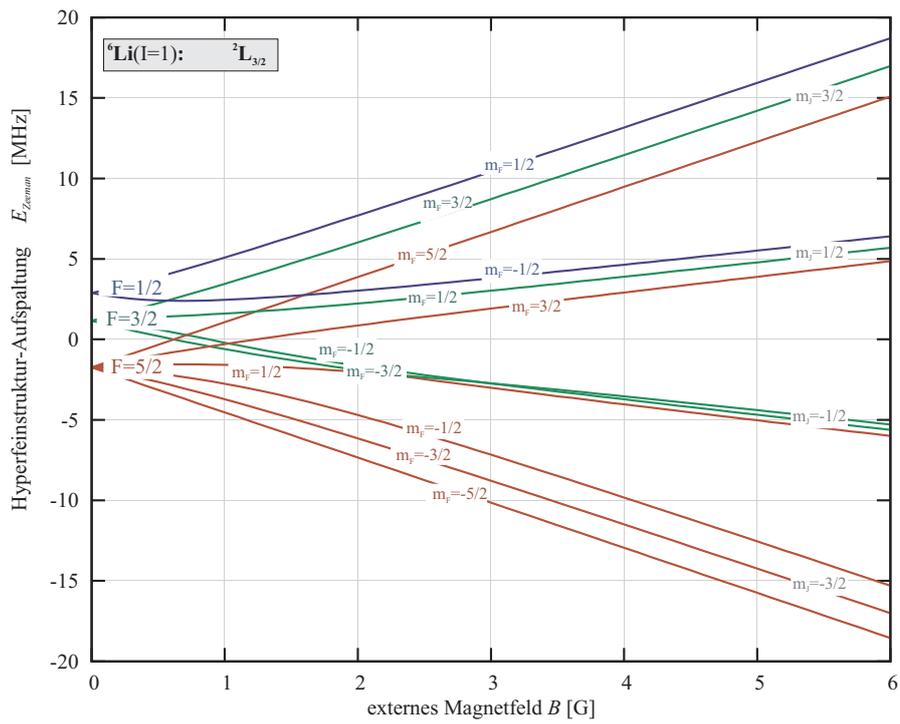
## A.2. Daten von Lithium-6

Die folgenden Daten stammen, falls nicht anders angegeben, aus [GEH03a].

Beschreibung	Zeichen	Wert
<i>allgemeine Daten:</i>		
Masse	$m_{\text{Li}}$	$9.9883414 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Kernspin	$I_{\text{Li}}$	1
<i>D<sub>2</sub>-Linie:</i>		
Wellenlänge	$\lambda_{\text{D2}}$	670.977338 nm
Lebensdauer	$\tau_{\text{D2}}$	27.102 ns
Natürliche Linienbreite	$\Gamma_{\text{D2}}$	$2\pi \cdot 5.8724 \text{ MHz}$
Photonenrückstoß-Geschwindigkeit	$v_{\text{rec,D2}}$	$9.886776 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$
$g_J$ -Faktor $2^2\text{S}_{1/2}$	$g_J(2^2\text{S}_{1/2})$	2.0023010
$g_J$ -Faktor $2^2\text{P}_{3/2}$	$g_J(2^2\text{P}_{3/2})$	1.335
$g_I$ -Faktor des Kerns	$g_I$	-0.0004476540
Hyperfeinstruktur-Konstante $2^2\text{S}_{1/2}$	$A_{\text{HFS}}(2^2\text{S}_{1/2})$	152.1368407 MHz
Hyperfeinstruktur-Konstante $2^2\text{P}_{3/2}$	$A_{\text{HFS}}(2^2\text{P}_{3/2})$	-1.155 MHz
Sättigungsintensität der D <sub>2</sub> -Linie	$I_{\text{sat}}$	$2.54 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$



**Abb. A.1.** | Zeeman-Aufspaltung des  $2^2\text{S}_{1/2}$ -Zustandes von  ${}^6\text{Li}$ . Die Aufspaltung des  $F = 3/2$ -Zustandes ist rot und die Aufspaltung des  $F = 1/2$ -Zustandes blau eingezeichnet. Die Zeeman-Aufspaltung der Feinstruktur-Linie (Aufspaltung nach  $m_J$ -Quantenzahlen) ist grau dargestellt. Die Graphen wurden mit der Methode aus Anhang C berechnet.

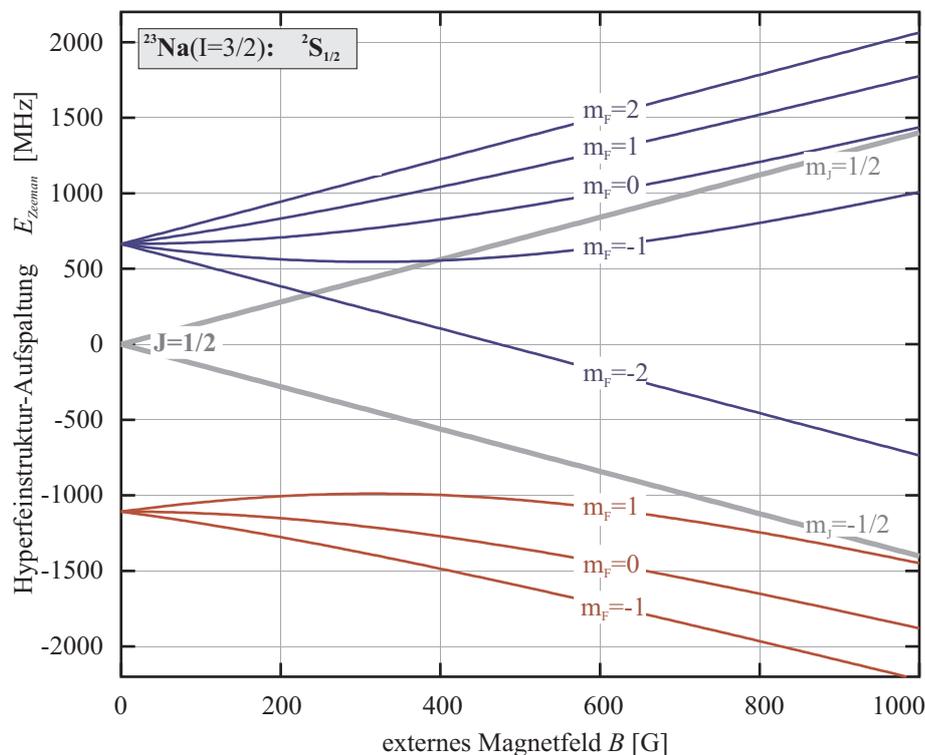


**Abb. A.2.** | Zeeman-Aufspaltung des  $2^2P_{3/2}$ -Zustandes von  ${}^6\text{Li}$ . Die Aufspaltung des  $F = 5/2$ -Zustandes ist rot, die Aufspaltung des  $F = 3/2$ -Zustandes grün und die Aufspaltung des  $F = 1/2$ -Zustandes blau eingezeichnet. Die Graphen wurden mit der Methode aus Anhang C berechnet.

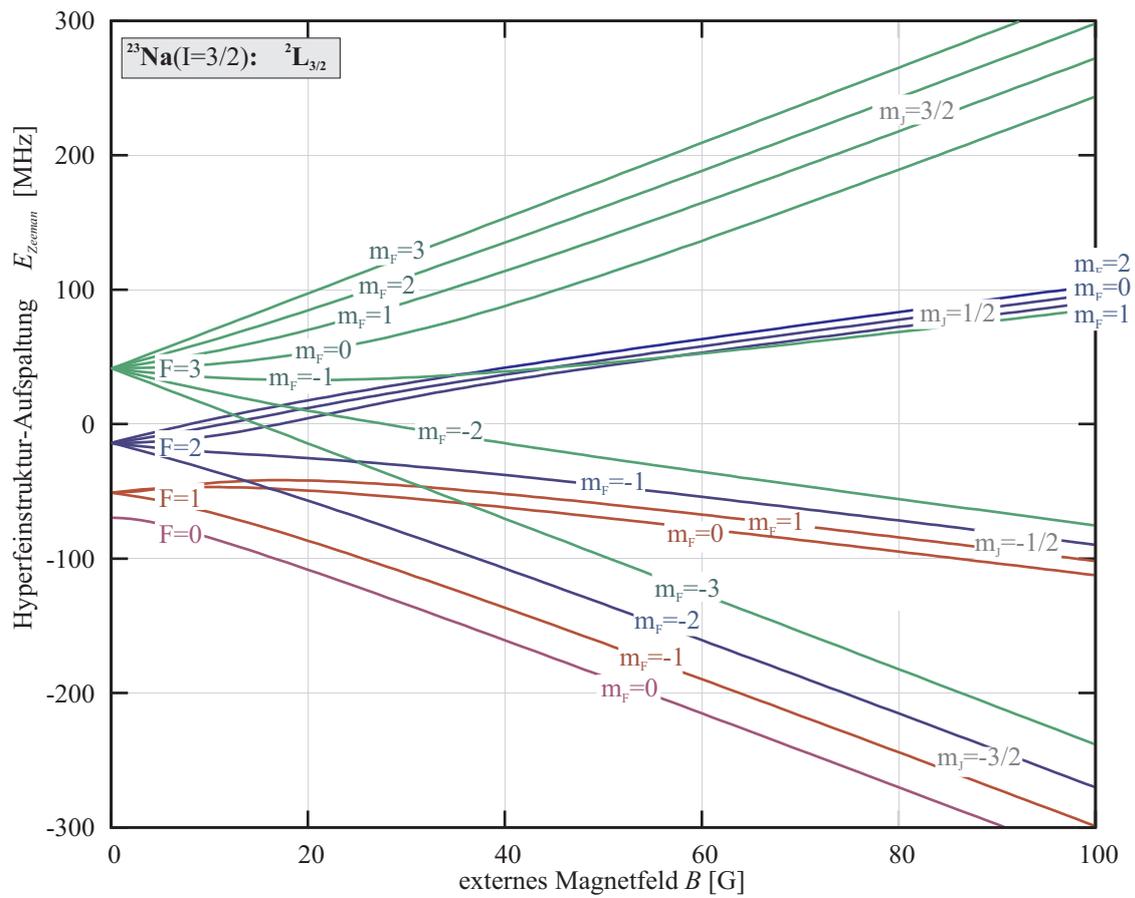
### A.3. Daten von Natrium-23

Die folgenden Daten stammen, falls nicht anders angegeben, aus [STE00].

Beschreibung	Zeichen	Wert
<i>allgemeine Daten:</i>		
Masse	$m_{\text{Na}}$	$3.81754023(30) \cdot 10^{-26} \text{ kg}$
Kernspin	$I_{\text{Na}}$	$3/2$
<i>D<sub>2</sub>-Linie:</i>		
Wellenlänge	$\lambda_{\text{D2}}$	$589.1583264(15) \text{ nm}$
Lebensdauer	$\tau_{\text{D2}}$	$16.249(19) \text{ ns}$
Natürliche Linienbreite	$\Gamma_{\text{D2}}$	$2\pi \cdot 9.795(11) \text{ MHz}$
Photonenrückstoß-Geschwindigkeit	$v_{\text{rec,D2}}$	$2.9461 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$
$g_J$ -Faktor $3^2\text{S}_{1/2}$	$g_J(3^2\text{S}_{1/2})$	$2.0022960(7)$
$g_J$ -Faktor $3^2\text{P}_{3/2}$	$g_J(3^2\text{P}_{3/2})$	$1.3342(2)$
$g_I$ -Faktor des Kerns	$g_I$	$-0.0008046108(8)$
Hyperfeinstruktur-Konstante $3^2\text{S}_{1/2}$	$A_{\text{HFS}}(3^2\text{S}_{1/2})$	$885.8130644(5) \text{ MHz}$
Hyperfeinstruktur-Konstante $3^2\text{P}_{3/2}$	$A_{\text{HFS}}(3^2\text{P}_{3/2})$	$-18.534(15) \text{ MHz}$
Sättigungsintensität $ F = 2, m_F = \pm 2\rangle \rightarrow  F' = 3, m_{F'} = \pm 3\rangle, \sigma^\pm$ -Polarisation	$I_{\text{sat}}$	$6.26 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$



**Abb. A.3.** | Zeeman-Aufspaltung des  $3^2\text{S}_{1/2}$ -Zustandes von  $^{23}\text{Na}$ . Die Aufspaltung des  $F = 1$ -Zustandes ist rot und die Aufspaltung des  $F = 2$ -Zustandes blau eingezeichnet. Die Zeeman-Aufspaltung der Feinstruktur-Linie (Aufspaltung nach  $m_j$ -Quantenzahlen) ist grau dargestellt. Die Graphen wurden mit der Methode aus Anhang C berechnet.



**Abb. A.4.** | Zeeman-Aufspaltung des  $3^2P_{3/2}$ -Zustandes von  $^{23}\text{Na}$ . Die Aufspaltung des  $F = 0$ -Zustandes ist orange, die Aufspaltung des  $F = 1$ -Zustandes ist rot, die Aufspaltung des  $F = 2$ -Zustandes blau und die Aufspaltung des  $F = 3$ -Zustandes grün eingezeichnet. Die Graphen wurden mit der Methode aus Anhang C berechnet.

## B. Geräte- und Materialliste, verwendete Software

Die folgende Liste umfasst eine Auswahl der Geräte und Materialien, die während dieser Diplomarbeit angeschafft und verwendet wurden. Es ist, wo sinnvoll, ein Hinweis zu Datenblättern, Anleitungen oder Bezugsquellen angegeben. Die Internet-Links wurden am 30.1.2008 zuletzt auf ihre Richtigkeit geprüft.

### 1. Zeeman-Slower:

- *Voltcraft Schalteteil, Typ SPS 1540 PFC*. Erhältlich über die Firma Conrad Electronic.
- *Schaltenteil GEN-60-25* der Firma *Lambda*. Erhältlich über die Firma Conrad Electronic.
- $1 \times 4 \text{ mm}^2$ -Kupfer-Lackdraht *W210 Gr.2*, bestellt bei der Firma Draht Jäger, Bad Bergzabern
- **Stycast 2850 mit Catalyst 9**: ein Zwei-Komponenten-Epoxyd-Hartz der Firma *Emerson and Cummings* mit einer Wärmeleitzahl von etwa  $\lambda_w \approx 1.25 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$  zum Verkleben der Spulenlagen. Der angerührte Kleber ist etwa 5 min verarbeitbar und nach 12h bei Raumtemperatur ausgehärtet. Der ausgehärtete Kleber ist für den Temperaturbereich  $-40 \dots 130^\circ\text{C}$  spezifiziert. Der Kleber kann über die Firma AAT Aston GmbH bezogen werden.
- *165W-Heizband, 1m lang* von der Firma **tectra**, Frankfurt

### 2. Experiment-Steuerung:

- Der *Steuer-PC* wurde in Einzelteilen bei der Firma Arlt bestellt. Ausstattung: Athlon64 X2 4200+ EE Prozessor mit 3GB DDR2-RAM, ASUS M2N-SLI Deluxe Mainboard, NVidia GeForce 7200 Grafikkarte
- *National Instruments PXI-1033 Chassis* mit PCIe-x1-Einsteckkarte zur Anbindung an den Steuer-PC.
- Zwei *National Instruments PXI-6733 Analogausgabe-Karten*, mit je acht 16-Bit Analogausgängen (acht parallele Wandler!) und je acht digitalen I/O-Leitungen
- *National Instruments PXI-6254 DAQ-Karte*, mit 32 Analogeingängen (zu 16 differentiellen Eingängen zusammenschaltbar) und 48 digitalen I/O-Leitungen (32 davon synchronisierbar)
- *QImaging Monochrom-CCD-Kamera Retiga EXi*:  $1392 \times 1040$  Pixel,  $6.45 \times 6.45 \mu\text{m}^2$  Pixelgröße. Der CCD-Sensor Sony ICX285 dieser Kamera hat sein Sensitivitätsmaximum zwischen 600 nm und 700 nm, ist also für die Natrium-D<sub>2</sub>-Linie sehr gut geeignet.
- 60W-Netzteilmodul *NMC 101 S* der Firma *FG Elektronik*. Dieses bietet 4 verschiedene Ausgangsspannungen mit gemeinsamer Erde:  $-5 \text{ V}$  (0.5 A),  $5 \text{ V}$  (6 A),  $\pm 12 \text{ V}$  (1 A), erhältlich über die Firma Conrad Electronic.

Die National-Instruments-Hardware wurde direkt bei deren deutscher Niederlassung bestellt.

Die folgende Liste umfasst Software und Programmbibliotheken, die in dieser Diplomarbeit benutzt wurde.

- **MinGW** ist die Portierung der GNU Compiler Collection für Windows. Diese Compiler wurden für alle Programm in dieser Arbeit verwendet. Das Paket kann unter <http://www.mingw.org/> heruntergeladen werden. Die verwendete Version MinGW 3.9.0 beinhaltet die GNU Compiler der Version 3.4.4.
- **GNU Portierung der Win32 API in Version 3.8**, die ebenfalls als Open-Source-Paket von <http://www.mingw.org/> bezogen werden kann.
- Zur Dokumentation des C/C++-Quellcodes wird das Open-Source-Paket **doxygen 1.5.4** verwendet. Dieses Tool erstellt aus speziellen Kommentaren im Code eine strukturierte Dokumentation im Format HTML oder PDF. Die Homepage des Projekts findet sich unter [www.stack.nl/~dimitri/doxygen/](http://www.stack.nl/~dimitri/doxygen/) im Internet.
- Bibliothek für **Levenberg-Marquardt-Fits lmfit 2.2** von *Joachim Wuttke*. Im Internet als Open-Source erhältlich unter <http://sourceforge.net/projects/lmfit/>
- **GSL - GNU Scientific Library 1.10**, eine Bibliothek mit diversen mathematischen Funktionen. Insbesondere wurden die Zufallszahlengeneratoren dieser Bibliothek verwendet. Sie kann im Internet unter <http://www.gnu.org/software/gsl/> als Open Source Paket bezogen werden.
- Zur Grafik-Ausgabe wird die Bibliothek **Cairo 1.4.0** verwendet. Sie kann als Open-Source unter der Adresse <http://www.cairographics.org/> bezogen werden.
- Für viele Grafiken in dieser Diplomarbeit und für die Ausgabe der entwickelten Simulationswerkzeuge kommt das Programm **GnuPlot 4.2** zum Einsatz. Diese Open-Source-Software ist unter <http://www.gnuplot.info/> verfügbar.
- Einige der Simulationen und Teile der Steuerung wurden mit dem Numerik-Paket **Matlab** erstellt.
- Für diverse Berechnungen und insbesondere die Berechnung der Zeeman-Aufspaltung aus dem Anhang C wurde das Programm-Paket **Mathematica** verwendet. Dabei handelt es sich um eine Software für symbolische Mathematik.

## C. Berechnung der Zeeman-Aufspaltung der Lithium- und Natrium-Zustände

Um den Graph der Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur-Niveaus Abb. 2.2 und die Graphen in Anhang A.2 und A.3 zu berechnen, habe ich ein Mathematica-Skript geschrieben, das die Eigenwerte des in Abschnitt 2.2 beschriebenen Hamiltonoperators (2.2.1) berechnen kann<sup>1</sup>. Das Programm ist etwas weiter gefasst und betrachtet nicht nur den Zeeman-Störoperator  $\hat{H}_{\text{Zeeman}}$ , sondern auch noch die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung selbst. So kann man die Lage aller Zeeman-Niveaus  $|F, m_F\rangle$  zu einem gegebenen Feinstrukturzustand ermitteln. Der Hamiltonoperator des kompletten Atoms in seinem Ruhesystem lautet (oBdA wieder  $\vec{B} = B \cdot \vec{e}_z$ ):

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \hat{H}_{\text{Atom}} + \hat{H}_{\text{FS}} + \hat{H}_{\text{HFS}} + \hat{H}_{\text{Zeeman}} = \\ &= \hat{H}_{\text{Atom}} + \hat{H}_{\text{FS}} + \hat{H}_{\text{HFS}} + \frac{\mu_B \cdot B}{\hbar} \cdot (g_s \hat{S}_z + g_l \hat{L}_z + g_I \hat{I}_z)\end{aligned}\quad (\text{C.1})$$

Dabei ist  $\hat{H}_{\text{Atom}}$  der Hamiltonoperator eines ungestörten, Wasserstoff-ähnlichen Systems,  $\hat{H}_{\text{FS}}$  der Feinstruktur-Hamiltonoperator und  $\hat{H}_{\text{HFS}}$  der Hyperfeinstruktur-Hamiltonoperator. Die Aufgabe besteht nun darin, die Eigenwerte dieses Operators zu bestimmen. Dazu sucht man seine (Matrix)-Darstellung in der  $\{|F, m_F\rangle\}$ -Basis und diagonalisiert diese Matrix numerisch. Man geht davon aus, dass die Lösung des Atoms ohne Störung durch das Magnetfeld bekannt ist. Dann weiß man, dass die Zustände  $|n, l, s, j, I, F, m_F\rangle$  Eigenzustände der Summanden  $\hat{H}_{\text{Atom}}$ ,  $\hat{H}_{\text{FS}}$  und  $\hat{H}_{\text{HFS}}$  sind. Damit lassen sich die Energieeigenwerte zu diesen Zuständen angeben. Um die Betrachtung im folgenden zu vereinfachen, wird der Anteil  $\hat{H}_{\text{Atom}} + \hat{H}_{\text{FS}}$  beiseite gelassen, und die Zustände werden als  $|F, m_F\rangle$  abgekürzt. Der Operator  $\hat{H}_{\text{HFS}}$  ist in der  $\{|F, m_F\rangle\}$ -Basis diagonal und es gilt:

$$\begin{aligned}(\hat{H}_{\text{HFS}})_{|F, m_F\rangle} &= \begin{pmatrix} \langle 3, -3 | \hat{H}_{\text{HFS}} | 3, -3 \rangle & & & 0 \\ & \ddots & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & \langle 0, 0 | \hat{H}_{\text{HFS}} | 0, 0 \rangle \end{pmatrix}, \\ \text{mit } \langle F, m_F | \hat{H}_{\text{HFS}} | F, m_F \rangle &= \frac{A_{\text{HFS}}}{2} [F(F+1) - j(j+1) - I(I+1)]\end{aligned}\quad (\text{C.2})$$

Die Eigenwerte des Hyperfeinstruktur-Konstanten  $A_{\text{HFS}}$  sind tabelliert (siehe [GEH03a, GÜN04]) und finden sich auch in den Abschnitten A.2 und A.3. Die Quantenzahlen  $j$  und  $I$  ergeben sich immer aus dem Kontext des gerade betrachteten Feinstruktur-Niveaus. Für den Zeeman-Störoperator  $\hat{H}_{\text{Zeeman}}$  findet man keine diagonale Darstellung in der  $\{|F, m_F\rangle\}$ -Basis, wohl aber in der Basis  $\{|j, m_j, I, m_I\rangle\}$ :

$$\Delta E_{\text{Zeeman}}(B, m_j, m_I) = \langle j, m_j, I, m_I | \hat{H}_{\text{Z}} | j, m_j, I, m_I \rangle \stackrel{(\text{C.1})}{=} m_j \cdot g_j \cdot \mu_B \cdot B + m_I \cdot g_I \cdot \mu_B \cdot B \quad (\text{C.3})$$

Dabei ist  $g_j$  der Hüllen-Landé-Faktor  $g_j$  und  $g_I$  der Kern-Landé-Faktor. Die Werte dieser Landé-Faktoren sind ebenfalls in den Abschnitten A.2 und A.3 tabelliert. Es ist dabei anzumerken, dass der

<sup>1</sup>Eine gute Beschreibung des hier geschilderten Verfahrens findet sich in [GEH03a, GÜN04]. Eine gute Quelle im Internet ist <http://www.physics.umd.edu/courses/Phys721/Fall2005/lecture18.pdf>.

$g_I$ -Faktor um etwa vier Größenordnungen kleiner ist, als der  $g_j$ -Faktor. Um den vollen Hamilton-Operator diagonalisieren zu können muss eine gemeinsame Basis der Operatoren in (C.2) und (C.3) gefunden werden. Mit den sog. Clebsch-Gordan-Koeffizienten kann ein solcher Basiswechsel berechnet werden (siehe z.B. [COH99b]). So wird im folgenden der Operator  $\hat{H}_{\text{Zeeman}}$  in die  $\{|F, m_F\rangle\}$ -Basis transformiert:

$$\begin{aligned}
 \langle F', m'_F | \hat{H}_{\text{Zeeman}} | F, m_F \rangle &= \langle F', m'_F | \sum_{m_j=-j}^j \sum_{m_I=-I}^I \hat{H}_Z | j, m_j, I, m_I \rangle \underbrace{\langle j, m_j, I, m_I | F, m_F \rangle}_{\text{CG-Koeffizient}} = \\
 &= \sum_{m'_j, m'_I} \langle F', m'_F | j', m'_j, I', m'_I \rangle \cdot \sum_{m_j, m_I} \langle j', m'_j, I', m'_I | \hat{H}_Z | j, m_j, I, m_I \rangle \cdot \langle j, m_j, I, m_I | F, m_F \rangle = \\
 &= \sum_{m_j, m_I} \langle F', m'_F | j, m_j, I, m_I \rangle \cdot \langle j, m_j, I, m_I | \hat{H}_Z | j, m_j, I, m_I \rangle \cdot \langle j, m_j, I, m_I | F, m_F \rangle = \\
 &\stackrel{\text{(C.3)}}{=} \sum_{m_j, m_I} \langle F', m'_F | j, m_j, I, m_I \rangle \cdot \Delta E_Z(B, m_j, m_I) \cdot \langle j, m_j, I, m_I | F, m_F \rangle \quad (\text{C.4})
 \end{aligned}$$

Zwei Summationen fallen dabei weg, weil der Ausdruck  $\langle j', m'_j, I', m'_I | \hat{H}_Z | j, m_j, I, m_I \rangle$  aus (C.3) diagonal in der  $\{|j, m_j, I, m_I\rangle\}$ -Basis ist. Mit (C.2) und (C.4) hat man alle nötigen Operatoren in der  $\{|F, m_F\rangle\}$ -Basis dargestellt und kann die Matrix  $\hat{H}_{\text{HFS}} + \hat{H}_{\text{Zeeman}}$  numerisch diagonalisieren. Die Ergebnisse einer solchen Diagonalisierung zeigen die Abbildungen der Abschnitte A.2 und A.3.

## D. Numerische Simulation von Atomen in einer magneto-optischen Falle

Die Atome, die den Zeeman-Slower verlassen, werden zunächst in einer magneto-optischen Falle (MOT, siehe Abschnitt 4.1.1) eingefangen. Um die Endgeschwindigkeit des Slowers abschätzen zu können, benötigt man die maximale Einfanggeschwindigkeit dieser MOT. Diese lässt sich numerisch ermitteln, wenn man die Trajektorien von Atomen in der MOT-Region integriert und testet, ob diese gefangen werden, oder die MOT-Region wieder verlassen. Nach [MET99] gilt für die Kraft auf ein Atom in der MOT

$$F(z, v) = F_+ + F_-, \quad \text{mit } F_{\pm} = \pm \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s(z)}{1 + s(z) + \left(\frac{2\delta_{\pm}(z, v)}{\Gamma}\right)^2} \quad (\text{D.1})$$

Dabei wurde die Streukraft aus (2.3.2) verwendet. Um das Gaußsche Strahlprofil der MOT-Laserstrahlen darzustellen wird die Sättigung so dargestellt:

$$s(z) = s_0 \cdot e^{-z^2/2z_0^2}. \quad (\text{D.2})$$

Der Parameter  $z_0$  bestimmt den Durchmesser der Laser-Strahlen und  $s_0$  ist die Sättigung bei der höchsten Intensität, also bei  $z = 0$ . Die Verstimmung  $\delta_{\pm}$  des Übergangs ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\delta_{\pm}(z, v) = \delta_0 \mp k \cdot v \pm \frac{(g_{je}m_{je} - g_{jg}m_{jg}) \cdot \mu_B B(z)}{\hbar} \quad (\text{D.3})$$

Für das Magnetfeld  $B(z)$  wurde ein einfaches Modell zugrunde gelegt. Das Magnetfeld ist innerhalb der MOT-Region linear, also  $B(z) = \left(\frac{dB}{dz}\right) \cdot z$ . Diese Näherung ist mit den gegebenen Parametern der Laserstrahlen und dem Quadrupolfeld der Magnetspulen im NaLi-Experiment gut erfüllt

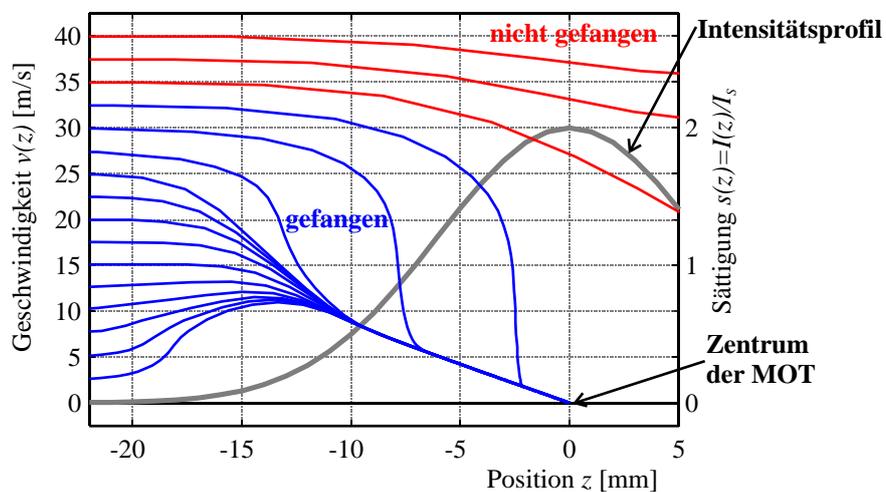
Die Bewegungsgleichungen

$$\begin{aligned} \dot{z} &= v \\ \dot{v} &= F(z, v)/m \end{aligned} \quad (\text{D.4})$$

lassen sich numerisch integrieren. In Abb. D.1 ist die Simulation einiger Trajektorien beispielhaft gezeigt. Werden die Atome eingefangen, so entspricht ihre Bewegung der einer stark überdämpften Schwingung.

Die Einfanggeschwindigkeit  $v_{\text{cap}}$  der MOT lässt sich mit einem einfachen Iterationsverfahren numerisch bestimmen. Es durchläuft jeweils einen Geschwindigkeitsbereich  $v_0 \in \{v_{\text{start}}, v_{\text{start}} + v_{\text{step}}, \dots, v_{\text{end}}\}$  mit gegebener Schrittweite und endet bei der Geschwindigkeit  $v_{\text{escape}}$ , bei der das erste mal ein Atom die MOT verlässt. Danach wird der Bereich auf  $v_0 \in [v_{\text{escape}} - v_{\text{step}}, v_{\text{escape}}]$  eingeschränkt und die Schrittweite verringert. Bei Erreichen einer unteren Grenze für die Schrittweite bricht der Algorithmus ab. Diese Schrittweite gibt dann auch den numerischen Fehler des Ergebnisses an.

Für die Parameter einer Natrium-MOT, wie im NaLi-Experiment, also  $\delta_0 = -15 \text{ MHz}$ ,  $s_0 = 2$ ,  $z_0 = 6 \text{ mm}$  und  $\frac{dB}{dz} = 10 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$  ergibt sich eine Einfanggeschwindigkeit von etwa  $v_{\text{cap}} = 35 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ .



**Abb. D.1.** | Trajektorien von  $^{23}\text{Na}$ -Atomen mit unterschiedlicher Anfangsgeschwindigkeit in einer **1D-MOT** Für die Simulation wurden die Parameter  $s_0 = 1$ ,  $z_0 = 8$  mm,  $\delta_0 = -15$  MHz und  $\frac{dB}{dz} = 10 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$  verwendet, die eine konservative Abschätzung unserer MOT darstellen, auf den  $D_2$ -Übergang von  $^{23}\text{Na}$  angewendet.

# E. Technische Daten des Zeeman-Slowers

## E.1. Optimierungsverfahren für die Spulenkonfiguration

Zur Optimierung der Spulenkonfiguration wurde nach den Ideen in [DED04] ein Algorithmus entworfen. Dieses Verfahren wurde bereits in Abschnitt 3.3.2 erläutert. Der genaue Algorithmus zur Optimierung ist im folgenden dargestellt:

1. initialisiere die Optimierungsparameter und die Startkonfiguration der Spule
2.  $B(z)$  aus Spulenkonfiguration berechnen
3. Abweichung vom idealen Verlauf berechnen:  $\sigma^2 \leftarrow \sum_j (B(z_j) - B_{\text{ideal}}(z_j))^2$
4. **Solange**  $\sigma^2 > \sigma_{\text{max}}^2$  **und**  $N_{\text{it}} < N_{\text{max, it}}$  **und**  $\delta N \geq 1$ 
  - a) Optimierung der Spulenlage  $i$ :
    - i. verlängere bzw. verkürze die Spulenlage  $i$  um  $-5 \cdot \delta N \dots 5 \cdot \delta N$  in Schritten von  $\delta N$ . Dabei muss die Monotonität der Drahtlagen gewahrt bleiben.
    - ii. optimiere für jede Veränderung den Strom  $I$  sowie die Position  $z_0$  (LM Fit) und berechne in jedem Schritt die Abweichung  $\sigma_i^2 = \sum_j (B(z_j) - B_{\text{ideal}}(z_j))^2$  vom idealen Verlauf
    - iii. wähle diejenige Konfiguration, für die  $\sigma_i^2$  minimal war. Es ist auch gar keine Veränderung möglich.
  - b)  $i \leftarrow$  nächste Spulenlage (nach der äußersten Lage wird bei der innersten fortgefahren).
  - c) wenn sich in den letzten  $N_{\text{coil}}$  Iterationen nichts geändert hat, so wird  $\delta N \leftarrow \delta N/2$ .
  - d)  $N_{\text{it}} \leftarrow N_{\text{it}} + 1$  (*Iterationen zählen*)

### Ende Solange

5. Spulendaten (Drahtlänge, Gewicht, Widerstand  $R$ , Leistung  $P = R \cdot I^2$  usw.) berechnen
6. Darstellung und Abspeichern der Ergebnisse mit GnuPlot

Um eine Spulenkonfiguration bewerten zu können, muss deren Magnetfeld  $B(z)$  berechnet werden. Die numerische Integration des vollständigen Biot-Savard-Gesetzes ist durch das enthaltene Linienintegral zeitaufwändig, sodass hier eine Näherung gewählt wurde. Nach [DEM02b] ist das Magnetfeld  $B_z(z)$  eines stromdurchflossenen Rings (Leiterschleife) auf der Symmetrieachse ( $z$ -Achse, Ring bei  $z = 0$ ) mit Strom  $I$  und Radius  $R$  gegeben, durch:

$$B_z(z) = \frac{\mu_0 \cdot I \cdot R^2}{2 \cdot (z^2 + R^2)^{3/2}}. \quad (\text{E.1})$$

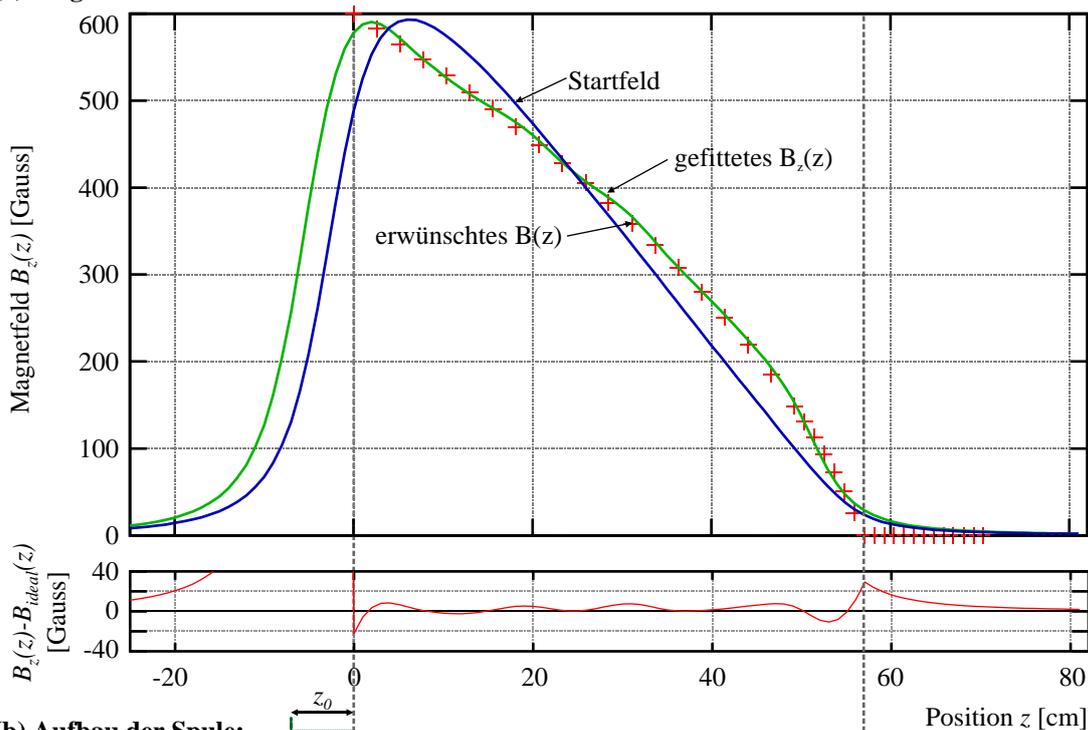
Dies ist nur das Magnetfeld in  $z$ -Richtung, da die Felder in den anderen Richtungen  $x$  und  $y$  aus Symmetriegründen verschwinden. Hier wird nur das Feld auf der Symmetrieachse betrachtet, weil sich die Atome fast nur dort aufhalten und das Magnetfeld sich um die Symmetrieachse herum nur sehr wenig ändert. Eine einzelne Spulenlage kann nun in eine Reihe von Leiterschleifen zerlegt werden, deren Magnetfelder aufaddiert werden.

## E.2. Endgültige Spulenkonfiguration

Die folgenden Abschnitte zeigen die Ergebnisse des Optimierungs-Algorithmus aus Abschnitt 3.3.2 und E.1. Zusätzlich sind jeweils die Eckdaten der Spule in einer Tabelle angegeben.

### E.2.1. Die große Slower-Spule

(a) Magnetfeldverlauf:



(b) Aufbau der Spule:



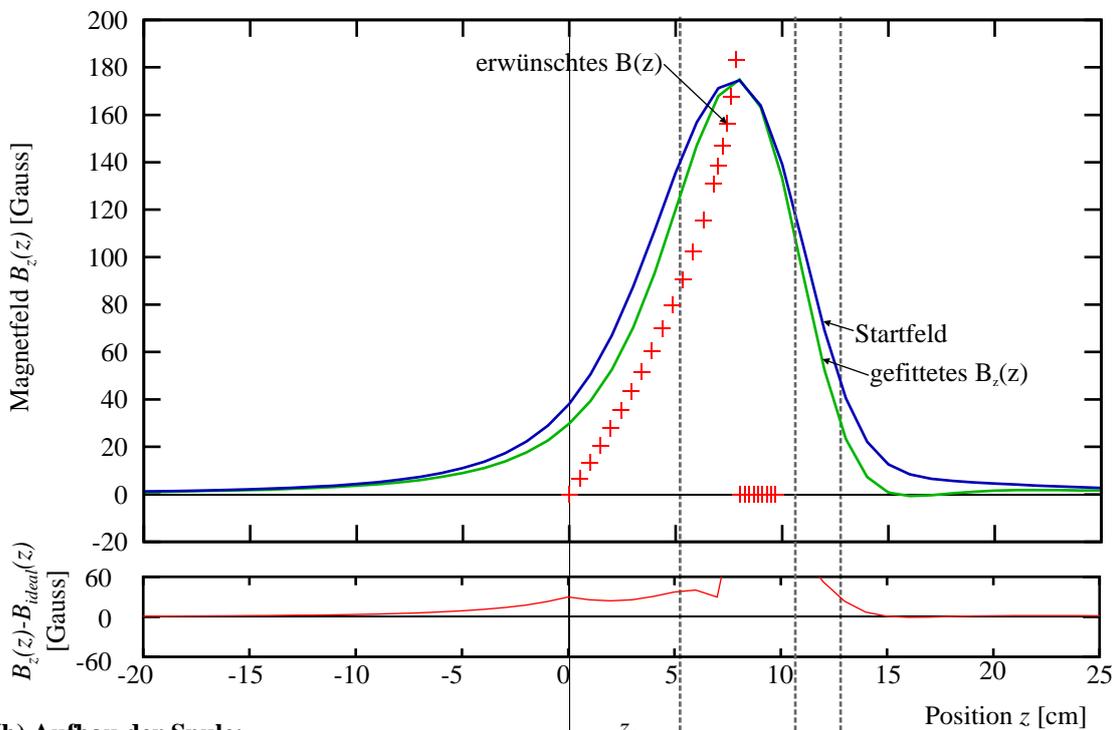
Abb. E.1. | Ergebnisse der Optimierung der großen Spule des Zeeman-Slowers.

<b>Optimierungsalgorithmus:</b>				
Iterationen = 118	Laufzeit = 85.6s			
<b>Mechanische Parameter:</b>				
$z_0 = -5.4$ cm	Spulenlänge = 56.8 cm			
Drahtlänge = 398 m	Drahtgewicht = 14.23 kg			
<b>Elektrische Parameter:</b>				
Betriebsstrom = 17.1 A	Widerstand = 1.775 $\Omega$			
Betriebsspannung = 30.4 V	Verlustleistung = 520 W			
<b>Wickelplan der Spule (<math>N_x</math> = Drahtlagen in <math>x</math>-ter Spulenlage):</b>				
$N_1 = 132$	$N_2 = 132$	$N_3 = 132$	$N_4 = 132$	$N_5 = 116$
$N_6 = 105$	$N_7 = 90$	$N_8 = 90$	$N_9 = 66$	$N_{10} = 61$
$N_{11} = 39$	$N_{12} = 25$	$N_{13} = 20$	$N_{14} = 20$	$N_{15} = 20$

Tabelle E.1. | Spezifikation der großen Slower-Spule

### E.2.2. Die kleine Slower-Spule

(a) Magnetfeldverlauf:



(b) Aufbau der Spule:

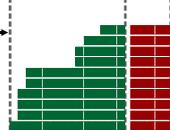


Abb. E.2. | Ergebnisse der Optimierung der kleinen Spule des Zeeman-Slowers.

**Optimierungsalgorithmus:**

Iterationen = 78

Laufzeit = 2.8 s

---

**Mechanische Parameter:**

*Slower-Spule:*

Spulenlänge = 5.4 cm

Drahtlänge = 28.5 m

Drahtgewicht = 1.02 kg

*Kompensations-Spule:*

Spulenlänge = 1.7 cm

Drahtlänge = 13.5 m

Drahtgewicht = 0.48 kg

---

**Elektrische Parameter:**

*Slower-Spule:*

Betriebsstrom = 25.9 A

Widerstand = 0.127  $\Omega$

Betriebsspannung = 3.3 V

Verlustleistung = 86 W

*Kompensations-Spule:*

Betriebsstrom = -25.9 A

Widerstand = 0.06  $\Omega$

Betriebsspannung = -1.6 V

Verlustleistung = 41 W

---

**Wickelplan der Spule ( $N_x$  = Drahtlagen in  $x$ -ter Spulenlage):**

*Slower-Spule:*

$N_1 = 13$

$N_2 = 12$

$N_3 = 12$

$N_4 = 12$

$N_5 = 11$

$N_6 = 11$

$N_7 = 5$

$N_8 = 5$

$N_9 = 4$

$N_{10} = 4$

*Kompensations-Spule:*

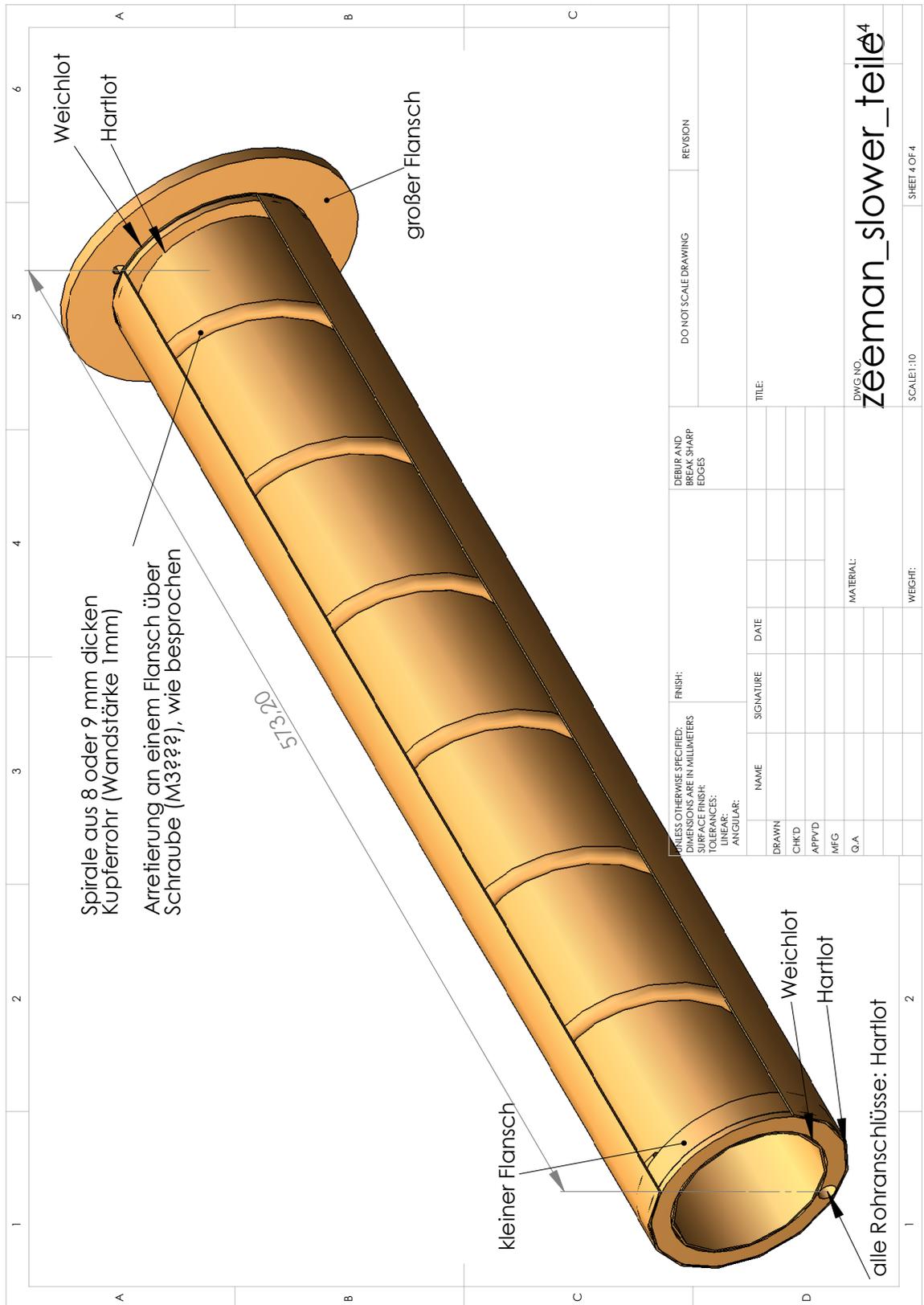
$N_{11} = N_{12} = \dots = N_{20} = 4$

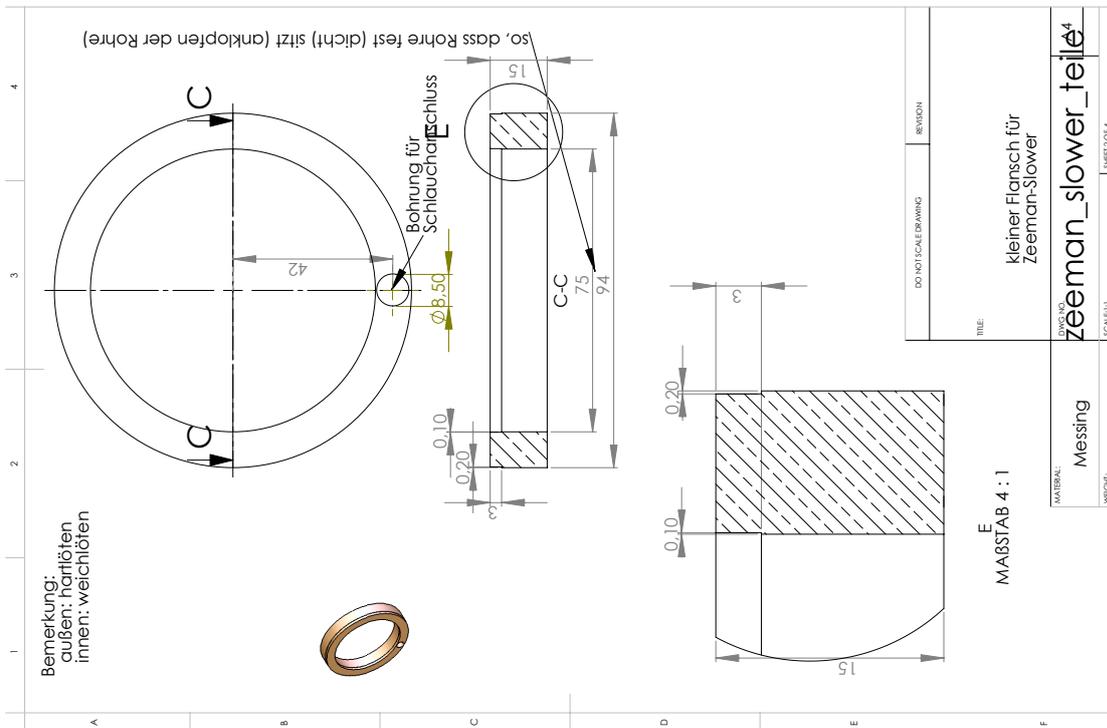
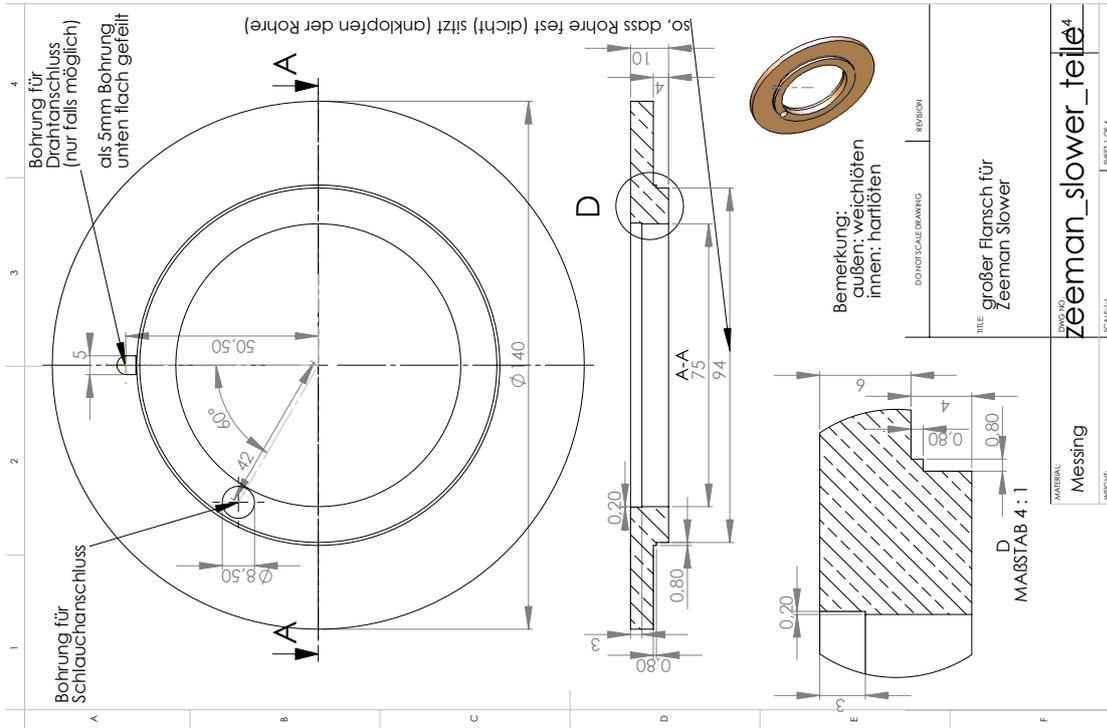
---

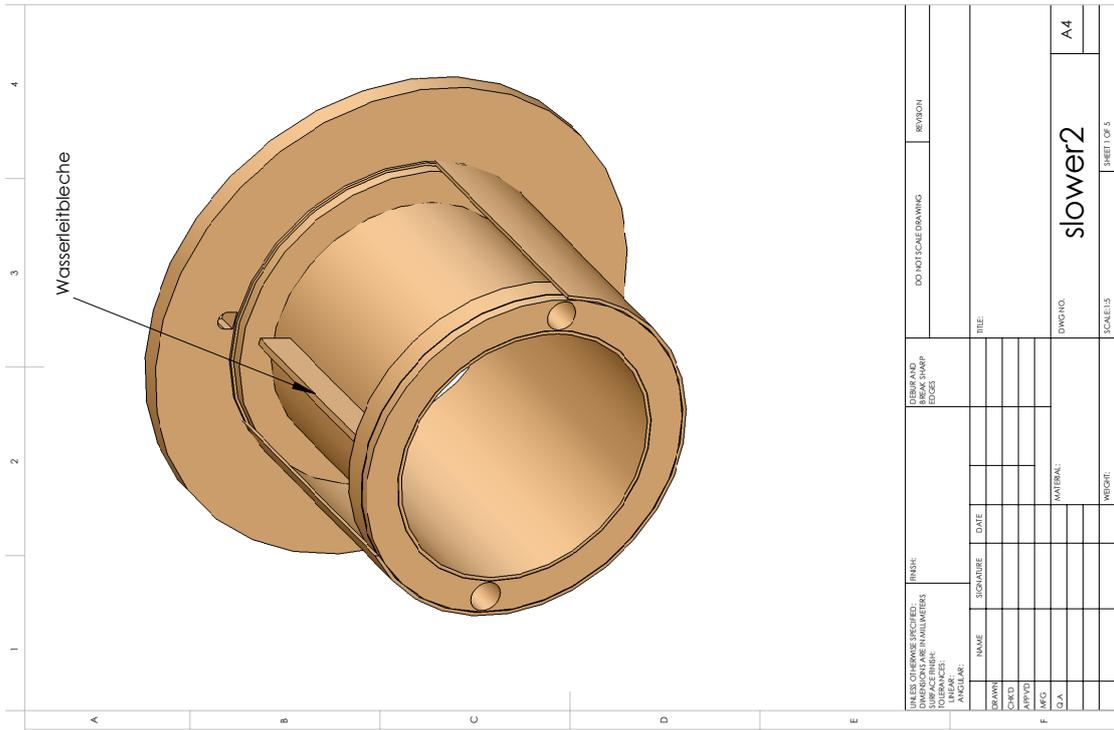
**Tabelle E.2.** | Spezifikation der kleinen Slower-Spule

### E.3. Entwurfszeichnungen der Spulenträger

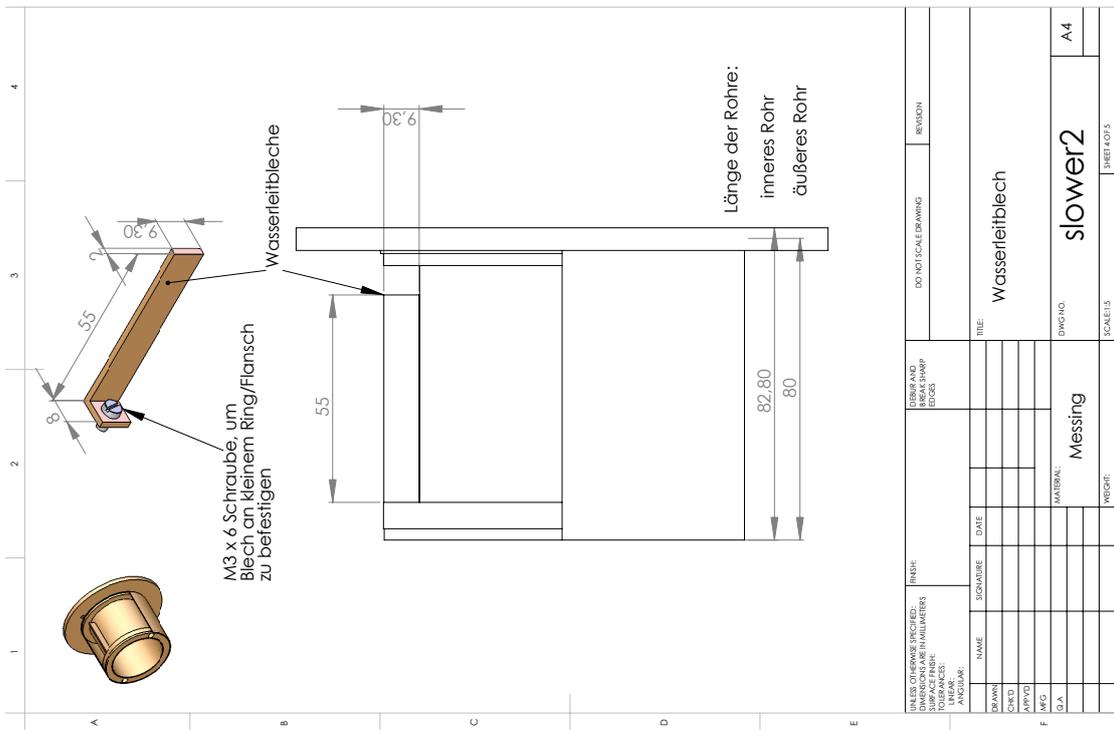
Die folgenden Seiten enthalten die Entwurfszeichnungen für die Spulenträger des Zeeman-Slowers. Alle Zeichnungen sind auf 75%, bzw. 50% ihrer ursprünglichen Größe skaliert worden, damit sie auf die Seiten dieser Arbeit passen.



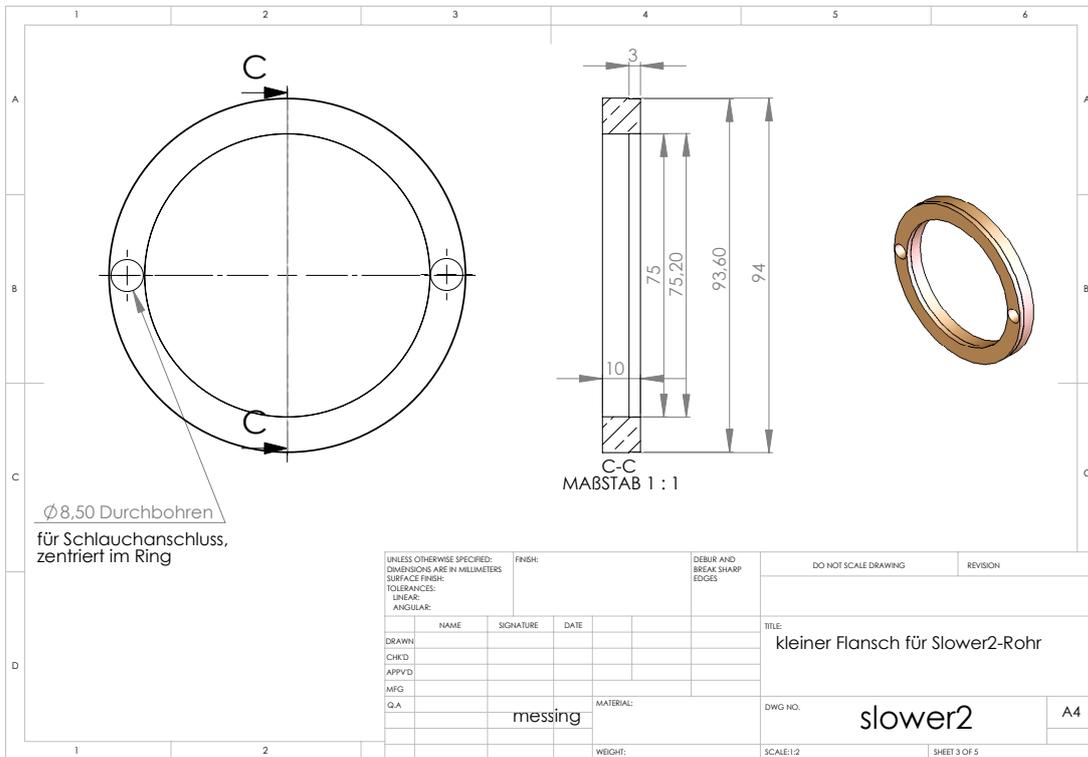
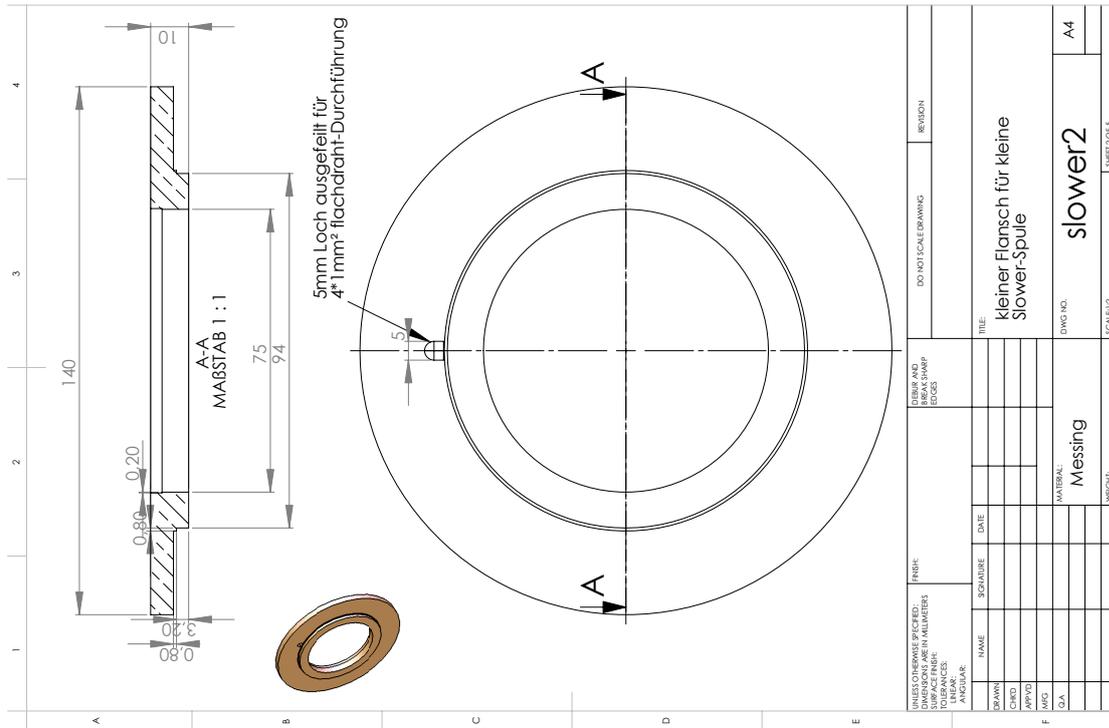




UNLESS OTHERWISE SPECIFIED: DIMENSIONS ARE IN MILLIMETERS TOLERANCES: ANGULAR:		FINISH:	DEBUR AND BREAK SHARP EDGES		DO NOT SCALE DRAWING	REVISION
DRAWN	NAME	SIGNATURE	DATE	TITLE		
CHECKED						
APPROVED						
DATE						
MATERIAL:						
WEIGHT:						
					DWG NO.	slow2
					SCALE:	A4
					SHEET 1 OF 1	



UNLESS OTHERWISE SPECIFIED: DIMENSIONS ARE IN MILLIMETERS TOLERANCES: ANGULAR:		FINISH:	DEBUR AND BREAK SHARP EDGES		DO NOT SCALE DRAWING	REVISION
DRAWN	NAME	SIGNATURE	DATE	TITLE		
CHECKED						
APPROVED						
DATE						
MATERIAL:						
WEIGHT:						
					DWG NO.	slow2
					SCALE:	A4
					SHEET 1 OF 1	



# F. Spezifikation des „Sequence Definition File Format“ (SDFF)

## F.1. Sprachdefinition in Erweiterter Backus-Naur-Form

Die Erweiterte Backus-Naur-Form [ISO96, WIR77] wird hier benutzt, um die kontextfreie Grammatik der Beschreibungssprache SDFF zu definieren. Diese Sprache ist ausführlich in Abschnitt 7.2.2 erläutert. In der folgenden Notation sind Variablen *kursiv* und Terminalsymbole **fett und unterstrichen** geschrieben. Eckige Klammern umschließen einen optionalen Anteil der Produktion und geschweifte Klammern bedeuten eine beliebige Wiederholung (auch kein mal!).  $\lambda$  bezeichnet das leere Wort (wird in der Literatur manchmal auch mit  $\epsilon$  bezeichnet). Runde Klammern können auch benutzt werden, um Ausdrücke zusammenzufassen, genau wie es in mathematischen Formeln üblich ist.

Ein aufrechter Strich | bedeutet ein Oder

<i>sdff_file</i>	→	{ <i>element</i> }
<i>element</i>	→	<b><u>parameters</u></b> { <i>expression_seq</i> }   <b><u>sequence</u></b> { <i>event_seq</i> }
<i>expression_seq</i>	→	{ <i>instruction</i> }
<i>event_seq</i>	→	{ <i>event</i> }
<i>event</i>	→	<b><u>event</u></b> ( <i>math_expression</i> ) { <i>expression_seq</i> }   <b><u>relative_event</u></b> ( <i>math_expression</i> ) { <i>expression_seq</i> }   <b><u>channel</u></b> ( <i>math_expression</i> ) { <i>expression_seq</i> }   <b><u>if</u></b> ( <i>logical_expression</i> ) { <i>event_seq</i> }   <b><u>if</u></b> ( <i>logical_expression</i> ) { <i>event_seq</i> } <b><u>else</u></b> { <i>expression_seq</i> }   <b><u>while</u></b> ( <i>logical_expression</i> ) { <i>event_seq</i> }   <b><u>do</u></b> { <i>event_seq</i> } <b><u>while</u></b> ( <i>logical_expression</i> )   <b><u>do</u></b> { <i>event_seq</i> } <b><u>until</u></b> ( <i>logical_expression</i> )   <i>instruction</i> ;
<i>instruction</i>	→	<i>logical_expression</i> ;   <b><u>if</u></b> ( <i>logical_expression</i> ) { <i>expression_seq</i> }   <b><u>if</u></b> ( <i>logical_expression</i> ) { <i>expression_seq</i> } <b><u>else</u></b> { <i>expression_seq</i> }   <b><u>while</u></b> ( <i>logical_expression</i> ) { <i>expression_seq</i> }   <b><u>do</u></b> { <i>expression_seq</i> } <b><u>while</u></b> ( <i>logical_expression</i> )   <b><u>do</u></b> { <i>expression_seq</i> } <b><u>until</u></b> ( <i>logical_expression</i> )
<i>logical_expression</i>	→	<i>logical_term</i>   <i>logical_term</i> ( <b><u>or</u></b>     ) <i>logical_expression</i>   <i>logical_term</i> <b><u>xor</u></b> <i>logical_expression</i>   <i>logical_term</i> <b><u>nor</u></b> <i>logical_expression</i>

<i>logical_term</i>	→	<i>comp_expression</i>   <i>comp_expression</i> ( <b>and</b>   <b>&amp;</b> ) <i>logical_term</i>   <i>comp_expression</i> <b>nand</b> <i>logical_term</i>
<i>comp_expression</i>	→	<i>math_expression</i>   <i>math_expression</i> <b>==</b> <i>math_expression</i>   <i>math_expression</i> <b>!=</b> <i>math_expression</i>   <i>math_expression</i> <b>&gt;=</b> <i>math_expression</i>   <i>math_expression</i> <b>&lt;=</b> <i>math_expression</i>   <i>math_expression</i> <b>&gt;</b> <i>math_expression</i>   <i>math_expression</i> <b>&lt;</b> <i>math_expression</i>
<i>math_expression</i>	→	<i>term</i>   <i>term</i> <b>+</b> <i>math_expression</i>   <i>term</i> <b>-</b> <i>math_expression</i>
<i>term</i>	→	<i>primary</i>   <i>primary</i> <b>/</b> <i>term</i>   <i>primary</i> <b>%</b> <i>term</i>   <i>primary</i> <b>*</b> <i>term</i>
<i>primary</i>	→	<b>true</b>   <b>false</b>   <i>NUMBER</i>   “ <i>STRING</i> “   ‘ <i>STRING</i> ‘   <i>NAME</i>   <i>NAME</i> <b>=</b> <i>expression</i>   <b>+</b> <i>primary</i>   <b>-</b> <i>primary</i>   <b>!</b> <i>primary</i>   <b>not</b> <i>primary</i>   <b>~</b> <i>primary</i>   ( <i>logical_expression</i> )   <i>primary</i> <b>^</b> <i>primary</i>   <i>primary</i> ( <b>shl</b>   <b>&lt;&lt;</b> ) <i>primary</i>   <i>primary</i> ( <b>shr</b>   <b>&gt;&gt;</b> ) <i>primary</i>   <i>NAME</i> ( <i>parameter_list</i> )   <i>NAME</i> ( <i>name_list</i> ) <b>=</b> <i>expression</i>   <i>NAME</i> ( <i>name_list</i> ) <b>=</b> { <i>expression_seq</i> }
<i>parameter_list</i>	→	$\lambda$   <i>logical_expression</i>   <i>logical_expression</i> <b>,</b> <i>parameter_list</i>
<i>name_list</i>	→	$\lambda$   <i>NAME</i>   <i>NAME</i> <b>,</b> <i>name_list</i>
<i>NUMBER</i>	→	Zahl in der Notation -1.234E-56
<i>TEXT_WITHOUT_LB</i>	→	Alle ASCII-Zeichen, ohne Zeilenumbrüche (LB/CR)
<i>STRING</i>	→	Alle ASCII-Zeichen, ohne Zeilenumbrüche und Anführungszeichen
<i>NAME</i>	→	( <u>A</u> .. <u>Z</u>   <u>a</u> .. <u>z</u>   <u>_</u> ){ <u>A</u> .. <u>Z</u>   <u>a</u> .. <u>z</u>   <u>0</u> .. <u>9</u>   <u>_</u>   <u>:</u> }
<i>WHITESPACE</i>	→	LB   CR   SPACE   TAB

## F.2. C++-Klassenhierarchie zur Darstellung von SDF

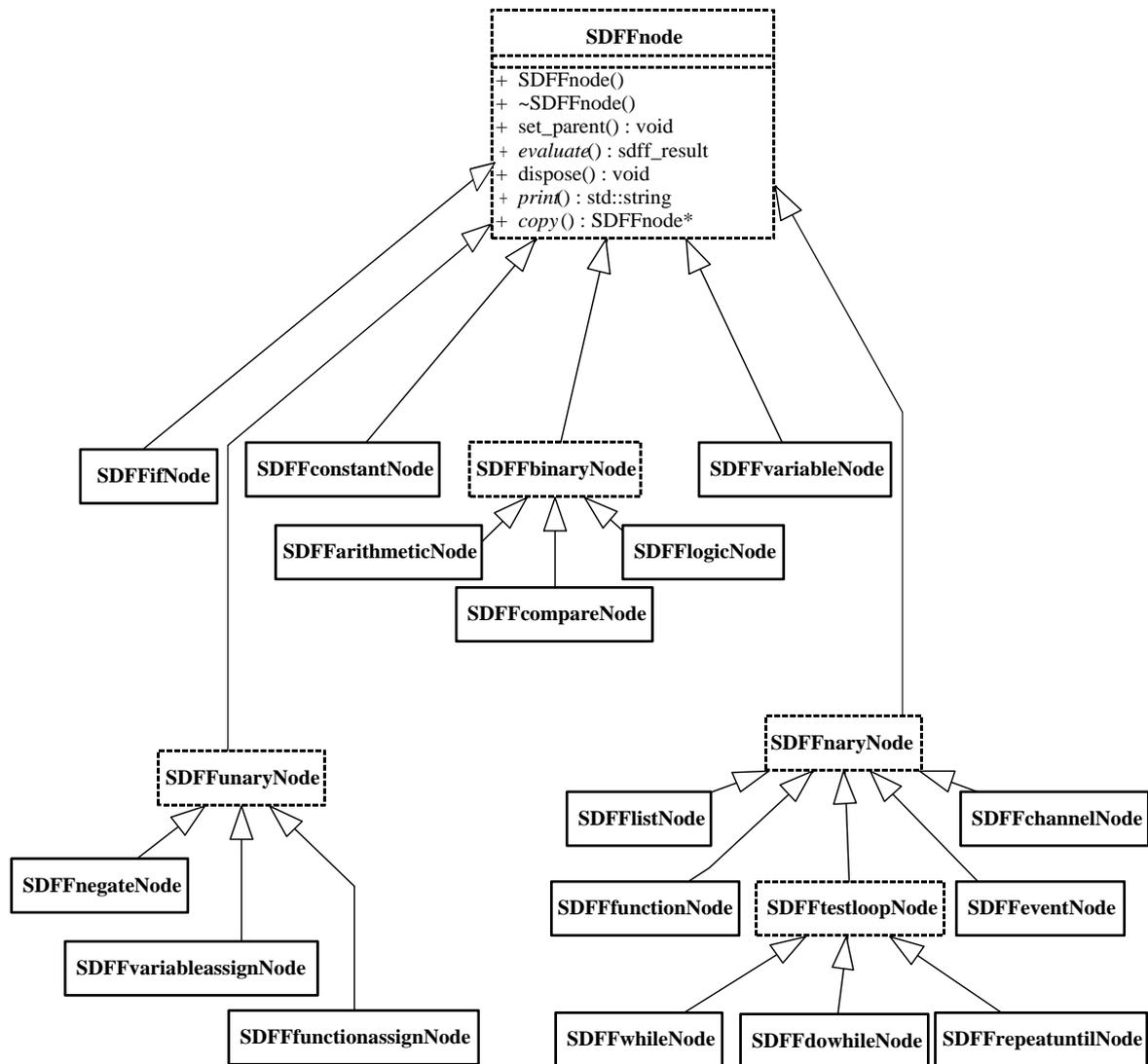


Abb. F.1. | C++-Klassenhierarchie zur Darstellung einer SDF-Datei, wie sie in CONTROL SERVER verwendet wird. Klassen in durchgezogenen Kästen sind tatsächlich instanzierbar. Gestrichelt gezeichnete Klassen sind abstrakte Basisklassen, die nicht instanzierbar sind.

## F.3. Operatoren und Operatorpräzedenz

Aus der Grammatik des letzten Abschnitts ergibt sich bereits die Menge der Operatoren, die in SDF definiert sind. Auch die Operatorpräzedenzen, also welcher Operator vor welchem anderen ausgeführt wird geht bereits aus der Grammatik hervor. Zur besseren Übersichtlichkeit sind diese hier aber nochmal zusammengefasst. Außerdem ist die Bedeutung der einzelnen Operatoren definiert, die nicht aus der Grammatik hervor geht. Die folgende Tabelle fasst alle Operatoren zusammen und für welche Datentypen sie wie definiert sind:

Operation	Operator	double	string	boolean	integer
<b>Addition</b>	+	x	x (Konkatenation)		x
<b>Subtraktion</b>	-	x			x
<b>Multiplikation</b>	*	x			x
<b>Division</b>	/	x			x
<b>Potenz</b>	^	x			x
<b>Modulo</b>	%				x
<b>Bit-weise Negation</b>	~		x		x
<b>Negation einer Zahl</b>	-	x			x
<b>logische Negation</b>	<b>not, !</b>			x	
<b>UND</b>	<b>&amp;, and</b>			x (logisch)	x (Bit-weise)
<b>negiertes UND</b>	<b>nand</b>			x (logisch)	x (Bit-weise)
<b>ODER</b>	<b> , or</b>			x (logisch)	x (Bit-weise)
<b>exklusives ODER</b>	<b>xor</b>			x (logisch)	x (Bit-weise)
<b>negiertes ODER</b>	<b>nor</b>			x (logisch)	x (Bit-weise)
<b>Bit-Rechts-Schift</b>	<b>shr, &gt;&gt;</b>				x (Bit-weise)
<b>Bit-Links-Schift</b>	<b>shl, &lt;&lt;</b>				x (Bit-weise)
<b>gleich, ungleich</b>	<b>==, !=</b>	x	x	x	x
<b>größer (gleich)</b>	<b>&gt;, &gt;=</b>	x	x		x
<b>kleiner (gleich)</b>	<b>&lt;, &lt;=</b>	x	x		x
<b>Variablenzuweisung</b>	<b>=</b>	x	x	x	x

Die Operatorpräzedenzen definieren, in welcher Reihenfolge die Operatoren ausgeführt werden. Die folgende Tabelle fasst diese Präzedenzen zusammen. Ein niedriges Präzedenz-Level bedeutet, dass die entsprechenden Operatoren zuerst ausgeführt werden. Operatoren mit gleichem Level werden gleichwertig betrachtet, wie z.B. im Ausdruck  $3+4-5$ . Aus dieser Regel ist zum Beispiel die Gültigkeit der Regeln „Punkt-vor-Strich“ und entsprechen „UND-vor-ODER“ ersichtlich.

Präzedenz Level	Operatoren
0	unäre Negation, Potenz, Bit-Shift-Operatoren, Variablenzuweisung
1	Multiplikation, Division, Modulo
2	Addition Subtraktion
3	Vergleichsoperatoren
4	<b>and, nand</b>
5	<b>or, xor, nor</b>

## F.4. Kontrollstrukturen

In SDFF sind einige Kontrollstrukturen implementiert. Sie erlauben eine flexible Kontrolle des Programmflusses. Die erste Klasse von Kontrollstrukturen ist die IF-Abfrage:

```

if ( condition ) {
    // Anweisungen, fall condition==true
}

if ( condition ) {
    // Anweisungen, falls condition==true
}

```

```

} else {
  // Anweisungen, falls condition==false
}

```

Zusätzlich gibt es eine Reihe von Schleifen, wie sie aus vielen Programmiersprachen bekannt sind. Eine FOR-Schleife ist nicht implementiert, weil sie einfach aus den verfügbaren Schleifentypen aufgebaut werden kann.

```

while (condition) {
  // Ausführen, solange condition==true
  // Überprüfung am Ende jedes Schleifendurchlaufs
}

do {
  // Ausführen, solange condition==true,
  // Überprüfung am Ende jedes Schleifendurchlaufs
} while (condition);

do {
  // Ausführen, bis condition==true,
  // Überprüfung am Ende jedes Schleifendurchlaufs
} until (condition);

```

## F.5. Befehlsübersicht

In SDFF sind eine Reihe von Funktionen definiert. Die folgende Auflistung gibt einen Überblick. Für eine genaue Referenz wird auf das Manual zu `CONTROLSEVER` verwiesen [KRI08]. Parameter in eckigen Klammern sind optional. Die Implementation vieler Operationen basiert auf der C-Standard-Bibliothek des GNU Projekts. Es gelten also die selben Fehlergrenzen und Einschränkungen, die auch für diese Bibliothek definiert sind (siehe das Manual von GNU libc unter <http://www.gnu.org/software/libc/manual/>).

Operationen	Befehle
<b>Fakultäten</b>	<b>factorial</b> (n) = n!
<b>Wurzeln</b>	<b>sqrt</b> (x) = $\sqrt{x}$ , <b>cbirt</b> (x) = $\sqrt[3]{x}$
<b>trigonom. Funktionen</b>	<b>sin</b> (x), <b>cos</b> (x), <b>tan</b> (x)
<b>inv. trigonom. Funktionen</b>	<b>asin</b> (x), <b>acos</b> (x), <b>atan</b> (x)
<b>hyperbolische Funktionen</b>	<b>sinh</b> (x), <b>cosh</b> (x), <b>tanh</b> (x)
<b>inv. hyperbol. Funktionen</b>	<b>asinh</b> (x), <b>acosh</b> (x), <b>atanh</b> (x)
<b>Exponentialfunktionen</b>	<b>exp</b> (x), <b>expm1</b> (x) = $e^x - 1$
<b>Logarithmen</b>	<b>log</b> (x) = <b>ln</b> (x) = $\log_e(x)$ , <b>log2</b> (x) = <b>lb</b> (x) = $\log_2(x)$ , <b>log10</b> (x) = <b>ld</b> (x) = $\log_{10}(x)$ , <b>logp1</b> (x) = $\log_e(x + 1)$
<b>Absolutbetrag</b>	<b>abs</b> (x)
<b>Fehlerfunktion</b>	<b>erf</b> (x) = $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^x e^{-t^2} dt$ , <b>erfc</b> (x) = $1 - \text{erf}(x)$
<b>Gamma-Funktion</b>	<b>gamma</b> (x) = $\int_0^\infty t^{x-1} e^{-t} dt$
<b>Bessel- Funktionen</b>	<b>j0</b> (x), <b>j1</b> (x), <b>jn</b> (n, x), <b>y0</b> (x), <b>y1</b> (x), <b>yn</b> (n, x) (definiert, wie in der C-Standard-Bibliothek)

Operationen	Befehle
Summation	$\text{sum}(i, l, h, \text{expr}) = \sum_{i=l}^h \text{expr}(i)$
Produkt	$\text{prod}(i, l, h, \text{expr}) = \prod_{i=l}^h \text{expr}(i)$
Rundungs-Operationen	<b>ceil</b> (x) = $\lceil x \rceil$ , <b>floor</b> (x) = $\lfloor x \rfloor$ , <b>round</b> (x) =Runden, <b>trunc</b> (x) =Nachkommastellen abschneiden
Minimum, Maximum	<b>min</b> (x, y), <b>max</b> (x, y)
Bedingung	<b>IF</b> (cond, trueval, falseval) gibt je nach cond trueval oder falseval zurück
Limit	<b>limit</b> (x, lbound, hbound) Begrenz x auf den Be- reich [lbound..hbound]
Delta-Funktion	<b>delta</b> (x, y) = $\delta_{x,y}$
Länge eines Strings	<b>length</b> (s)
Daten in String wandeln	<b>tostring</b> (s)
String in Zahl wandeln	<b>str2num</b> (s)
String in Boolean wandeln	<b>str2bool</b> (s)
Kanäle setzen	<b>set</b> ("Kanal" <Zeitpunkt>, <Wert>[, < Verzögerung>])
Pulse erzeugen	<b>pulse</b> ("Kanal" <Zeitpunkt>, <Wert>, <Länge >[, <Verzögerung>])
lineare Rampe	<b>ramp_lin</b> ("Kanal" <Zeitpunkt>, <Endwert>, <Länge>[, <Verzögerung>])
Kosinus-Rampe	<b>ramp_cos</b> ("Kanal" <Zeitpunkt>, <Endwert>, <Länge>[, <Verzögerung>])
exponentielle Rampe	<b>ramp_exp</b> ("Kanal" <Zeitpunkt>, <Endwert>, <Länge>, <tau>[, <Verzögerung>])
Ausgabe in LOG-File/Konsole	<b>write</b> (<Daten>[, <Daten>, ...]), <b>writeln</b> (<Daten>[, <Daten>, ...])
Markierung in Plot anzeigen	<b>add_error_marker</b> (<Zeitpunkt>, <Daten>[, < Daten>, ...]), <b>add_warning_marker</b> (<Zeitpunkt>, <Daten>[, <Daten>, ...]), <b>add_info_marker</b> (<Zeitpunkt>, <Daten>[, < Daten>, ...])

Zusätzlich sind noch einige mathematische Konstanten vordefiniert:

$\text{pi} = \pi = 3.14159265358979323846$   
 $\text{sqrt2} = \sqrt{2} = 1.41421356237309504880$   
 $\text{log2e} = \log_2(e) = 1.4426950408889634074$   
 $\text{log10e} = \log_{10}(e) = 0.43429448190325182765$   
 $\text{ln2} = \ln(2) = 0.69314718055994530942$   
 $\text{ln10} = \ln(10) = 2.30258509299404568402$   
**true, false** logische Konstanten

Neue Funktionen und Prozeduren können in einer einfachen mathematischen Schreibweise definiert werden. Zum Beispiel:

```
f(x)=x*x+2*cos(x^3);

pulsetrain(chan)={
  pulse(chan, 1, 1u);
  pulse(chan, 1, 1u, 3u);
};
```

Die obere Definition erzeugt eine Prozedur `pulsetrain()`, die keinen Rückgabewert aufweist. Sollen Funktionen aus mehreren aufeinanderfolgenden Befehlen bestehen, so kann man in einer Definition, wie der von `pulsetrain()` die Pseudovariablen `result` mit dem Rückgabewert setzen:

```
test(x)={
  a=sin(x*2*pi);
  result=IF(a>0, true, false);
};
```

## F.6. Ausgabebefehl-Gruppierung

Die Befehle zur Erzeugung von Sequenzen werden innerhalb des **sequence**-Abschnitts gruppiert. Dazu stehen drei mögliche Blöcke zur Verfügung:

```
event(<Zeitpunkt>) {
  // Befehle
}
relative_event(<Verzögerung>) {
  // Befehle
}
channel(<Kanalname>) {
  // Befehle
}
```

Alle Befehle innerhalb eines **event**-Blocks werden zur angegebenen absoluten Zeit ausgeführt. Der Ausführungszeitpunkt des **relative\_event**-Blocks ist relativ zum letzten **event** oder **relative\_event**-Block definiert. Im **channel**-Block beziehen sich alle Befehle den angegebenen Kanal und es wird im ersten Parameter jedes Befehls der absolute Ausführungszeitpunkt angegeben.



# G. Einige Beispiel-Sequenzen als SDF

Dieser Abschnitt umfasst einige der SDF-Sequenzen, die in dieser Diplomarbeit angesprochen werden.

## G.1. Laden einer MOT

### G.1.1. SDF-Sequenz

Diese Sequenz dient zum Aufzeichnend er Ladekurve einer MOT und ist in Abschnitt 4.1.2 näher beschrieben. Sie wird von einem Matlab-Skript gestartet, das im folgenden Abschnitt G.1.2 abgedruckt ist.

```
parameters {
  /* CHANNEL NAMES: */
  c_motfreq      = "AO1.1"; // MOT light frequency
  c_motint       = "AO1.2"; // MOT light intensity
  c_current      = "AO1.3"; // current control for MOT coils
  c_biasx        = "AO1.4"; // bias coil, x-direction
  c_biasy        = "AO1.5"; // bias coil, y-direction
  c_biasz        = "AO1.6"; // bias coil, z-direction
  c_motlight     = "D1.2"; // MOT light on/off
  c_igbt         = "D1.8"; // IGBT on (low) / off (high)
  c_mot_shutter  = "D2.1"; // Shutter for Na MOT Beams
  c_sloweraom    = "D3.1"; // switch of Na Slower AOM 1:on, 0:off
  c_slowercoil   = "D3.25"; // switch of small slower coil 1:on, 0:off
  c_atomshutter  = "D3.27"; // atomic beam shutter
  c_bigaom_switch = "D2.3"; // switch for the big AOM

  /* BASIC PARAMETERS: */
  u_biasx = 9.99;
  u_biasy = -3.3;
  u_biasz = 9.0;
  u_curr_mot = 0.23;
  u_curr_init = 0.5;
  u_curr_end = 1.1;
  u_im_freq = 5.7688;

  /* TIMING PARAMETERS:
   *
   *          +-dt_load-+
   * +-dt_start-+      +---dt_dark-----+
   *
   *
   *
   *
   */
  dt_dark=2m;
  dt_start=1.5;
  dt_load=6;

  /* Na MOT Frequency definition, f_motfreq and f_molfreq are in MHz
   *  $f_{det} = 179.27 \text{ MHz} - 2(-4.5242 * u_{motfreq}[\text{MHz}] + 114.66 \text{ MHz}),$ 

```

```

    * where 179.27 MHz is the lock-point of the laser with respect to
    * the cycling transition */
    u_motvolt(f_mot_det) = (f_mot_det - 179.54 + 2 * 114.66) / (2 * 4.5242);
}

sequence{
// INITIALIZE THE EXPERIMENT
event(0){
    AO1.1=0; // dummy channel
    set(c_motlight, 1); // switch on MOT light
    set(c_sloweraom, 1); // switch Slower on
    set(c_atomshutter, 1); // open atomic beam shutter
    set(c_current, u_curr_mot); // current through coils
    set(c_igbt, 1); // close igbt (magnetic field off)
    set(c_motfreq, u_motvolt(11)); // set Detuning of the MOT to 11
        MHz
    set(c_motint, 2); // set MOT Intensity to max
    set(c_mot_shutter, 1); // open MOT Shutter
    set(c_bigaom_switch, 0); //repumper on
    set(c_biasx, u_biasx); // bias coils setup
    set(c_biasy, u_biasy);
    set(c_biasz, u_biasz);

    D3.32=0;
}

// first wait dt_start seconds and then give a small marker pulse
// and afterwards switch on the MOT magnetic field for the period
// dt_load. Afterwards switch the magnetic field off and wait a
// second period dt_dark
relative_event(dt_start) {
    set(c_igbt, 0); // switch MOT field on
    pulse('D3.32', 1, 0.05, -0.25);
}
relative_event(dt_load) {
    set(c_igbt, 1); // switch MOT field off
}
relative_event(dt_dark) {
    set(c_igbt, 1); // ensure this event is counted for the sequence
        length
}
}
}

```

### G.1.2. Matlab-Skript

Dieses Matlab Skript ruft die soeben gezeigte Sequenz auf und sorgt auch für das Aufzeichnen der Kurve über einen der Analogkanäle der Steuerung. Die Hauptaufgabe des Skripts besteht aber in einem Parameterscan.

```

% value range for big coil current (as control voltage)
i_range_big = 1:0.1:5.5;
% value range for small coil current (as control voltage)
i_range_small = 1:0.1:4;
% how many recurrences for each current configuration
NumPerSetting=5;

```

---

```

% number of samples to be taken from analog input (photodiode)
nsamples=1000;
% in which time interval shall the samples be taken
deltat=6e6;

% open connection to nali-control, timeout of 10s
t = cs_open_connection('nali-control',48888, 10);
cs_start_timer(t);

% save sequence file to server, load sequence file
cs_save_file(t, 'temp.sdff', 'mot_loading1.sdff');
s=cs_load_sdff_sequence(t, 'temp.sdff', 2);

% file number counter
cn=0;

% create an index file that records all data, i.e. the coil
% currents and the file number
fn=sprintf([direct 'index.dat']);
indexf=fopen(fn, 'w');

for i_big=i_range_big
    for i_small=i_range_small
        % set currents of the power supplies
        cs_set_analog(t, 'AO2.7', i_small);
        cs_set_analog(t, 'AO2.8', i_big);

        % generate and bind sequence
        cs_generate_sdff_sequence(t,s)
        cs_bind_sequence(t,s);

        % recurrences of measurement for one configuration
        for cnt=1:NumPerSetting
            % read the currents in the two slower coils
            cdata=cs_get_multi_analog(t, 'AI9', 20);
            currbig=0.016+5.008*mean(cdata);
            cdata=cs_get_multi_analog(t, 'AI12', 20);
            currsmall=0.648+21.538*mean(cdata);

            % start sequence
            time=cs_start_sequence(t,s);

            % start sampling the input (not hardware-synchronized)
            data=cs_get_multi_timed_analog(t, 'AI11', nsamples, deltat/
                nsamples);

            % wait until sequence has finished (if it's still running)
            while ~(cs_sequence_finished(t))
                pause(0.25);
            end

            % stop sequence
            cs_stop_sequence(t);

            % save the read data into a CSV file

```

```

filename=sprintf('pd%04d.dat', cn);
csvwrite(filename, data);

% save configuration information
fprintf(indexf, '%d, %5.2f, %5.2f\n', cn, currbig(:,1),
    currsml(:,1));
cn=cn+1;
    end
end
end
% clear sequence; close connection and index file
cs_clear_sequence(t, s);
cs_close_connection(t);
fclose(indexf)

```

## G.2. Sequenz für die Absorptionsabbildung

Diese Sequenz dient zur Erzeugung der drei Bilder für die Absorptionsabbildung einer kalten Atomwolke. Sie wird ausführlich in Abschnitt 8.1.4 besprochen. In der dortigen Abb. 8.4 ist ein Graph der Sequenz gezeigt.

```

parameters{
    // the channels used in this sequence
    c_imaging_aom = "D1.3"; // imaging AOM on/off
    c_camera_trig = "D3.26"; // trigger pulse for the camera, pulse
    // duration corresponds to exposure time

    dt_imaging_delay=100m; // delay for time-of-flight

    // the next two delays are mainly given by the time the camera needs
    // to read an image this period may be reduced by defining a region
    // of interest (ROI) for the camera
    dt_refpic_delay=700m; // delay pic -> refpic
    dt_backpic_delay=dt_refpic_delay; // delay refpic -> backpic

    dt_imaging_laser_delay=20u; // delay opening the camera
    shutter // -> imaging laser pulse

    dt_imaging_laser_duration=10u; // duration of imaging laser pulse
    dt_imaging_shutter_duration=50u; // how long to open the shutter
}
sequence{
    event(0) {
        set(c_imaging_aom, 0); // initial state of trigger lines
        set(c_camera_trig, 0);
    }

    /* here we take the image with atoms and laser
    before that we wait a period dt_imaging_delay between the end of
    the experient and the begin of the imaging sequence.
    */
    relative_event(dt_imaging_delay-dt_imaging_laser_delay) {
        pulse(c_camera_trig, 1, dt_imaging_shutter_duration);
    }
}

```

```
// now we generate the imaging laser pulse.
// this uses the delay property (optional) of the puls instruction
// to delay the pulse for dt_imaging_laser_delay.
pulse(c_imaging_aom, 1, dt_imaging_laser_duration,
      dt_imaging_laser_delay);
}

// here we take the refpic
relative_event(dt_refpic_delay) {
  pulse(c_camera_trig, 1, dt_imaging_shutter_duration);

  // now we generate the imaging laser pulse.
  // this uses the delay property (optional) of the puls instruction
  // to delay the pulse for dt_imaging_laser_delay.
  pulse(c_imaging_aom, 1, dt_imaging_laser_duration,
        dt_imaging_laser_delay);
}
// and now as last pic the backpic:
relative_event(dt_refpic_delay) {
  pulse(c_camera_trig, 1, dt_imaging_shutter_duration);
}
relative_event(dt_imaging_shutter_duration+lm) {
  set(c_imaging_aom, 0); // initial state of trigger lines
  set(c_camera_trig, 0);
}
}
```



# Abbildungsverzeichnis

1.1.	Besetzung der Zustände einer harmonischen Falle nach (a) der Maxwell-Boltzmann-, (b) der Bose-Einstein- und (c) der Fermi-Dirac-Verteilung. . . . .	2
1.2.	Die Streulänge $A$ als Maß der Wechselwirkungsstärke (in Einheiten des Bohr-Radius $a_0$ ) in der Nähe einer Feshbach-Resonanz. . . . .	3
1.3.	3D-Skizze der Vakuum-Kammer des NaLi-Experiments. . . . .	6
1.4.	Aufbau des Natrium-Lasersystems. . . . .	7
1.5.	Foto der Glaszelle mit den Feshbach- und Kompensations-Spulen. . . . .	8
1.6.	Verschaltung der IGBTs und Magnetspulen. . . . .	9
2.1.	Fein- und Hyperfeinstruktur der $D_1$ - und $D_2$ -Linien von ${}^6\text{Li}$ und ${}^{23}\text{Na}$ . . . . .	14
2.2.	Zeeman-Aufspaltung des $2^2S_{1/2}$ -Zustandes von ${}^6\text{Li}$ im Zeeman-, Übergangs- und Paschen-Back-Regime. . . . .	15
2.3.	Anschauliche Darstellung der Streuung eines Photons an einem Atom. . . . .	15
2.4.	(a) Streuraten $R$ eines atomaren Überganges in Abhängigkeit vom Sättigungsparameter $s_0$ und (b) in Abhängigkeit der Verstimmung $\delta$ . . . . .	16
2.5.	Typischer Aufbau eines Atomstrahl-experiments mit Zeeman-Slower. . . . .	18
2.6.	Atomare Übergänge von ${}^{23}\text{Na}$ und ${}^6\text{Li}$ für den Zeeman-Slower. . . . .	19
2.7.	Theoretisch berechnetes Magnetfeld eines Zeeman-Slowers und die genutzten Übergänge in der Feinstruktur. . . . .	20
2.8.	Steigung $\left \frac{dB}{dz}\right $ des Magnetfeldes eines idealen Zeeman-Slowers. . . . .	22
2.9.	Länge eines Zeeman-Slowers in Abhängigkeit vom Sättigungsparameter $s_0$ . . . . .	22
2.10.	Simulation der longitudinalen Bewegung in einem Zeeman-Slower. (a) zeigt Lösungen der Bewegungsgleichung. (b) zeigt die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung. . . . .	24
2.11.	(a,b) Transversales Atomstrahlprofil aus einer Monte-Carlo-Simulation für einen Zeeman-Slower mit den Daten des NaLi-Experiments. (c) Breite eines Atomstrahls im Zeeman-Slower (d) Anteil der in einer MOT mit Durchmesser 30mm fangbaren Atome. . . . .	26
2.12.	Verlustmechanismen aus den Bremsübergängen im kleinen Magnetfeld und Rückpump-Laser des Zeeman-Slowers. . . . .	27
2.13.	Vorgänge beim Umpumpen am Vorzeichenwechsel des Magnetfelds. . . . .	28
2.14.	Zeitlicher Verlauf beim Umpumpen der Natrium-Atome vom geschlossenen $\sigma^+$ - zum geschlossenen $\sigma^-$ -Übergang. . . . .	29
3.1.	Maxwell-Boltzmann-Verteilung für ${}^{23}\text{Na}$ - und ${}^6\text{Li}$ -Atome bei $T = 350^\circ\text{C}$ . . . . .	32
3.2.	(a) Idealisieretes Magnetfeld des NaLi-Spin-Flip-Slowers und (b) schematischer Entwurf des mechanischen Aufbaus. . . . .	33
3.3.	(a) 3D-Ansicht der Spulenträger für den Zeeman-Slower, (b-d) Fotos der fertigen Spulenträger. . . . .	34
3.4.	Fotos der großen Spule nach dem Abdichten. . . . .	35
3.5.	(a) Vergleich des gemessenen Magnetfeldes mit dem simulierten Magnetfeld. (b) zeigt das kombinierte Magnetfeld der zwei Spulen. . . . .	36
4.1.	(a) Dreidimensionaler Aufbau einer MOT. (b) Funktionsprinzip einer eindimensionalen MOT für den einfachen Übergang $ F = 0\rangle \rightarrow  F' = 1\rangle$ . . . . .	39
4.2.	(a) Aufbau eines Versuchs zur Messung von Laderate und Atomzahl einer MOT, (b) Experimentsequenz, die dazu nötig ist, (c) typischer Verlauf des Photodiodensignals. . . . .	41
4.3.	(a) Laderate der MOT in Abhängigkeit vom Strom durch die kleine Spule. (b) Laderate der MOT in Abhängigkeit vom Strom durch die große Slower-Spule zusammen mit dem aus der Maxwell-Boltzmann-Verteilung erwarteten Fluss. . . . .	42

4.4.	Skizze der Glaszelle (grau) mit dem fokussierten Slower-Laserstrahl (rot) und dem langsamen Atomstrahl (blau). . . . .	43
4.5.	(a) Abkühlen der großen Slower-Spule. (b) Aufheizen der großen Slowerspule bei einer mittleren Leistung von $P_{el} \approx 570$ W (c) Abkühlen der kleinen Slower-Spule. (d) Aufheizen der kleinen Slowerspule bei einer mittleren Leistung von $P_{el} \approx 130$ W. . . . .	44
6.1.	Schematischer Aufbau der Hardware zur NaLi-Experiment-Steuerung . . . . .	49
6.2.	Schematischer Aufbau des PXI-1033-Chassis. . . . .	50
6.3.	Synchronisierende Verschaltung der Takterzeuger mit den einzelnen I/O-Karten. . . . .	51
6.4.	Foto einer der vier Anschlusskästen. . . . .	52
6.5.	Charakterisierung der digitalen (a) und analogen (b-d) Ausgänge der Steuerung. (c) zeigt das Rauschen eines Analogausgangs und (d) das Frequenzspektrum von (c). . . . .	53
7.1.	Schematischer Aufbau des Softwaresystems. . . . .	55
7.2.	Beispiel einer Sequenz mit den zu Ihrer Definition nötigen Befehlen. . . . .	57
7.3.	Eine zeitlich gerasterte Sequenz. . . . .	58
7.4.	Detaillierter Überblick über das Programm <code>CONTROLSERVER</code> mit seiner Klassenstruktur. . . . .	62
7.5.	Schritte bei der Verarbeitung einer SDF-Datei. . . . .	64
7.6.	Syntaxbaum für den SDF-Ausdruck $a=5*x+\sin(y)$ . . . . .	64
7.7.	Darstellung der Datenstruktur Symboltabelle, wie sie in der Klasse <code>SDFvariableManager</code> implementiert ist. . . . .	65
7.8.	Zusammenspiel von Tokenizer und Parser bei der Verarbeitung einer SDF-Sequenz. . . . .	66
7.9.	Eine Beispielsequenz und die daraus erstellte Liste von <code>SDFSequenceElement</code> -Objekten. . . . .	67
7.10.	Beispiel für die Auswirkung von fragmentiertem Hauptspeicher. . . . .	68
7.11.	Matlab-GUI zur Steuerung von <code>CONTROLSERVER</code> . . . . .	70
8.1.	Aufbau des Absorptionsabbildungs-Systems für eine kalten Atomwolke. . . . .	71
8.2.	Messung der Quanteneffizienz. . . . .	75
8.3.	Bilder, die bei der Absorptionsabbildung einer MOT entstehen. (a) Bild mit Atomen, (b) Referenzbild, (c) Hintergrundbild. Die Abbildung (d) zeigt die aus (a)-(c) berechnete optische Dichte. . . . .	76
8.4.	Sequenz für die Absorptionsabbildung. . . . .	76
8.5.	Bildschirmfoto der Abbildungs-Software <code>NALICAMERA</code> . . . . .	77
9.1.	Skizze der Experiment-Sequenz zum Laden einer Magnetfalle, incl. Absorptionsabbildung der Atome. . . . .	80
10.1.	Prinzipschaltbild eines Systems zur variablen Taktanpassung. . . . .	82
10.2.	(a) Vorschlag für eine Schaltung, die variables Timing für die Steuerung implementiert. (b) Zustandsübergangsdiagramm des Zustandsautomaten FSM aus (a). . . . .	83
A.1.	Zeeman-Aufspaltung des $2^2S_{1/2}$ -Zustandes von $^6\text{Li}$ . . . . .	89
A.2.	Zeeman-Aufspaltung des $2^2P_{3/2}$ -Zustandes von $^6\text{Li}$ . . . . .	90
A.3.	Zeeman-Aufspaltung des $3^2S_{1/2}$ -Zustandes von $^{23}\text{Na}$ . . . . .	91
A.4.	Zeeman-Aufspaltung des $3^2P_{3/2}$ -Zustandes von $^{23}\text{Na}$ . . . . .	92
D.1.	Trajektorien von $^{23}\text{Na}$ -Atomen mit unterschiedlicher Anfangsgeschwindigkeit in einer 1D-MOT . . . . .	98
E.1.	Ergebnisse der Optimierung der großen Spule des Zeeman-Slowers. . . . .	100
E.2.	Ergebnisse der Optimierung der kleinen Spule des Zeeman-Slowers. . . . .	101
F.1.	C++-Klassenhierarchie zur Darstellung einer SDF-Datei, wie sie in <code>CONTROLSERVER</code> verwendet wird. . . . .	109

# Literaturverzeichnis

- [AHO99a] Aho, A. V., Sethi, R. und Ullmann, J. D.: **Compilerbau. Teil 1 & 2.** 2. Auflage, Oldenburg, München - Wien, 1999
- [AND06] Andersen, H. K.: **Quantum gases in optical lattices.** Progress Report, University of Aarhus, Aarhus, 2006  
[[http://www.phys.au.dk/quantumgas/Henrik\\_delA\\_revised.pdf](http://www.phys.au.dk/quantumgas/Henrik_delA_revised.pdf)]
- [AND95] Anderson, M. H., Ensher, J. R., Matthews, M. R., Wieman, C. E., Cornell, E. A.: **Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor.** in: *Science*(269): S.198-201, 1995
- [AND97] Andrews, M. R., Townsend, C. G., Miesner, H.-J., Durfee, D. S., Kurn, D. M., Ketterle, W.: **Observation of Interference Between Two Bose Condensates.** in: *Science*(275): S.637-640, 1997
- [BAR91] Barret, T. E., Dapore-Schwartz, S. W., Ray, M. D., Lafyatis, G. P.: **Slowing Light with  $\sigma^-$  Polarized Light.** in: *Physical Review Letters*(67) 25: S.3483-3486, 1991
- [BOS24] Bose, S.: **Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese.** in: *Annalen der Physik*(26): S.178, 1924
- [BUC00] Buchkremer, F. B. J., Dumke, R., Buggle, C., Birkl, G., Ertmer, W.: **Low-cost setup for generation of 3 GHz frequency difference phase-locked laser light.** in: *Review of Scientific Instruments*(71) 9: S.3306-3308, 2000  
[[http://www.physik.tu-darmstadt.de/apq/apq\\_publications/apq\\_paper/aom.pdf](http://www.physik.tu-darmstadt.de/apq/apq_publications/apq_paper/aom.pdf)]
- [CAB90] Cable, A., Prentiss, M., Bigelow, N. P.: **Observations of sodium atoms in a magnetic molasses trap loaded by a continuous uncooled source.** in: *Optics Letters*(15) 9: S.507-509, 1990
- [CHO59] Chomsky, N.: **On Certain Formal Properties of Grammars.** in: *Information and Control* (2) 2: S.137-167, 1959
- [COH99b] Cohen-Tannoudji, C., Diu, B. und Laloë, F.: **Quantenmechanik 2.** 2. Auflage, Walter de Gruyter, Berlin - New York, 1999
- [CHU86] Chu, S., Bjorkholm, J. E., Ashkin, A., Cable, A.: **Experimental Observation of Optically Trapped Atoms.** in: *Physical Review Letters*(57) 3: S.314-317, 1986
- [DAV95] Davis, K., Mewes, M. O., Andrews, M. R., van Druten, N. J., Durfee, D. S., Kurn, D. M., Ketterle, W.: **Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms.** in: *Physical Review Letters*(75) 22: S.3969-3973, 1995

- [DED04] Dedman, C. J., Nes, J., Hanna, T. M., Dall, R. G., Baldwin, H., Truscott, A. G.: **Optimum design and construction of a Zeeman slower for use with a magneto-optic trap.** in: *Review of Scientific Instruments*(75) 12: S.5136-5142, 2004
- [DEM93] Demtröder, W.: **Laserspektroskopie. Grundlagen und Techniken.** 3. Auflage, Springer Verlag, Berlin - Heidelberg - New York, 1993
- [DEM02a] Demtröder, W.: **Experimentalphysik 1. Mechanik und Wärme.** 3. Auflage, Springer Verlag, Berlin - Heidelberg - New York, 2002
- [DEM02b] Demtröder, W.: **Experimentalphysik 2. Elektrizität und Optik.** 3. Auflage, Springer Verlag, Berlin - Heidelberg - New York, 2002
- [DEM02c] Demtröder, W.: **Experimentalphysik 3. Atome, Moleküle und Festkörper.** 2. Auflage, Springer Verlag, Berlin - Heidelberg - New York, 2002
- [DON05] Donley, E. A., Heavner, T. P., Levi, F., Tataw, M. O., Jefferts, S. R.: **Double-pass acousto-optic modulator system.** in: *Review of Scientific Instruments*(76) 063112, 2005
- [DU05] Du, S.: **Atom-chip Bose-Einstein condensation in a portable vacuum cell.** PhD Thesis, University of Colorado, Boulder, 2005  
[[http://jilawww.colorado.edu/pubs/thesis/du/du\\_thesis.pdf](http://jilawww.colorado.edu/pubs/thesis/du/du_thesis.pdf)]
- [EIE04] Eiermann, B.: **Kohärente nichtlineare Materiewellendynamik - Helle atomare Solitonen.** Dissertation, Universität Konstanz, Konstanz, 2004  
[[http://www.kip.uni-heidelberg.de/matterwaveoptics/data/thesis/diss\\_eiermann.pdf](http://www.kip.uni-heidelberg.de/matterwaveoptics/data/thesis/diss_eiermann.pdf)]
- [EIN24] Einstein, A.: **Quantentheorie des Einatomigen Idealen Gases.** in: *Sitzungsberichte der königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften*(22): S.261, 1924
- [FES64] Feshbach, H.: **Unified Theory of Nuclear Reactions.** in: *Review of Modern Physics*(36) 4: S.1076-1078, 1964
- [GAG94] Gagli, R., Windholz, L., Umfer, C., Neureiter, C.: **Laser cooling of a sodium atomic beam using the Stark effect.** in: *Physical Review A*(49) 2: S.1119-1121, 1994
- [GAT07] Gati, R.: **Bose-Einstein Condensates in a Single Double Well Potential.** Dissertation, Universität Heidelberg, Heidelberg, 2007  
[[http://www.kip.uni-heidelberg.de/matterwaveoptics/data/thesis/diss\\_gati.pdf](http://www.kip.uni-heidelberg.de/matterwaveoptics/data/thesis/diss_gati.pdf)]
- [GEH03a] Gehm, M. E.: **Properties of  $^6\text{Li}$ .** Report, Duke University, Durham, 2003  
[<http://www.phy.duke.edu/research/photon/qoptics/techdocs/pdf/PropertiesOfLi.pdf>]
- [GRI99] Grimm, R., Weidemüller, M., Ovchinnikov, Y. B.: **Optical dipole traps for neutral atoms.** in: *arXiv physics/9902072* v1, 1999  
[<http://arxiv.org/abs/physics/9902072>]
- [GÜN04] Günter, K. J.: **Design and implementation of a Zeeman slower for  $^{87}\text{Rb}$ .** Report, Ecole Normale Supérieure, Paris, 2004  
[<http://www.quantumoptics.ethz.ch/papers/slower.pdf>]
- [IEE04] IEEE: **IEEE Standard 1003.1: POSIX.** 2004

- [ISO96] ISO/IEC: **ISO/IEC Standard 14977: Extended Bauckus-Naur-Form (EBNF)**. 1996  
[<http://www.cl.cam.ac.uk/~mgk25/iso-14977.pdf>]
- [ISO99] ISO/IEC: **ISO/IEC Standard 9899:1999: Programming languages – C**. 1999
- [JUL91] Julienne, P. S., Vigué, J.: **Cold collisions of ground- and excited-state alkali-metal atoms**. in: *Physical Review A*(44) 7: S.4464 - 4485, 1991
- [JOF93] Joffe, M. A., Ketterle, W., Martin, A., Pritchard, D. E.: **Transverse cooling and Deflection of an Atomic Beam inside a Zeeman Slower**. in: *Journal of the Optical Society of America B*(10) 12: S.2257-2262, 1993
- [KET92] Ketterle, W., Martin, A., Joffe, M. A., Pritchard, D. E.: **Slowing and cooling atoms in isotropic laser light**. in: *Physical Review Letters*(69) 17: S.2483-2486, 1992
- [KET99] Ketterle, W., Durfee, D., Stamper-Kurn, D.: **Making, Probing and Understanding Bose-Einstein Condensates**. Skript, Enrico Fermi summer school on Bose-Einstein condensation, Varenna, 1999  
[<http://arxiv.org/pdf/cond-mat/9904034v2>]
- [KRI08] Krieger, J.: **Manual for the NaLi experiment control system**. 2008  
[[http://www.jkrieger.de/controlserver\\_manual.pdf](http://www.jkrieger.de/controlserver_manual.pdf)]
- [LOU90] Loudon, R.: **The Quantum Theory of Light**. 2. Auflage, Oxford University Press, Oxford, 1990
- [MAY02] Mayer, S. K., Minarik, N. S., Shroyer, M. H., McIntyre, D. H.: **Zeeman-Tuned Slowing of Rubidium Using  $\sigma^+$  and  $\sigma^-$  Polarized Light**. in: *Optics Communications*(2002) 210: S.259-270, 2002
- [MET99] Metcalf, H. J. und van der Straten, P.: **Laser Cooling and Trapping**. Springer-Verlag, New York, 1999
- [MIC08a] Microsoft: **About Memory Management**. Website: <http://msdn2.microsoft.com/en-us/library/aa366525%28VS.85%29.aspx>, letzter Zugriff: 31.01.2008
- [MIC08b] Microsoft: **Memory Limits for Windows Releases**. Website: <http://msdn2.microsoft.com/en-us/library/aa366778.aspx>, letzter Zugriff: 31.01.2008
- [MOI84] Moi, L.: **Application of a Very Long Cavity Laser to Atom Slowing Down and Optical Pumping**. in: *Optics Communications*(50) 6: S.349-352, 1984
- [MYA97] Myatt, C. J., Burt, E. A., Ghrist, R. W., Cornell, E. A., Wieman, C. E.: **Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling**. in: *Physical Review Letters*(78) 4: S.586-589, 1997
- [NAP90] Napolitano, R. J., Zilio, S. C., Bagnato, V. S.: **Adiabatic following conditions for the deceleration of atoms with the Zeeman tuning technique**. in: *Optics Communications*(80) 2: S.110-114, 1990
- [NIS07] NIST: **CODATA Internationally recommended values of the Fundamental Physical Constants**. Website: <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/>, letzter Zugriff: 14.11.2007

- [NOL05a] Nolting, W.: **Grundkurs Theoretische Physik 6. Statistische Physik.** 5. Auflage, Springer-Verlag, Berlin - Heidelberg - New York, 2005
- [NRS92] Numerical Recipes Software: **Numerical Recipes in C. The Art of Scientific Computing.** Cambridge University Press, Cambridge, 1992  
[<http://www.library.cornell.edu/nr/cbookcpdf.html>]
- [OTT06] Ottenstein, T.: **A New Objective for High Resolution Imaging of Bose-Einstein Condensates.**Diplomarbeit, Universität Heidelberg, Heidelberg, 2006  
[[http://www.kip.uni-heidelberg.de/matterwaveoptics/data/thesis/diplom\\_ottenstein.pdf](http://www.kip.uni-heidelberg.de/matterwaveoptics/data/thesis/diplom_ottenstein.pdf)]
- [OWE04] Owen, S. F., Hall, D. S.: **Fast line-based experiment timing system for LabVIEW.** in: *Review of Scientific Instruments*(75) 1: S.259-265, 2004
- [PAU40] Pauli, W.: **The Connection Between Spin and Statistics.** in: *Physical Review*(58) 8: S.716 - 722, 1940
- [PET00] Peterson, L. L. und Davie, B. S.: **Computernetze. Ein modernes Lehrbuch.** dpunkt-Verlag, Heidelberg, 2000
- [PHI82] Phillips, W. D., Metcalf, H.: **Laser Deceleration of an Atomic Beam.** in: *Physical Review Letters*(48) 9: S.596-599, 1982
- [PIC08] Piccardo-Selg, A.: **o.T.** Diplomarbeit, Universität Heidelberg, Heidelberg, 2008
- [PRO84] Prodan, J. V., Phillips, W. D.: **Chirping the Light – Fantastic? Recent NBS Atom Cooling Experiments.** in: *Prog. Quant. Electr.*(8): S.231-235, 1984
- [RAA87] Raab, E. L., Prentiss, M., Cable, A., Chu, S., Pritchard, D. E.: **Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure.** in: *Physical Review Letters*(59) 23: S.2631-2634, 1987
- [REP07] Repp, M.: **Aufbau einer Vakuumapparatur für Experimente mit ultrakalten fermionischen und bosonischen Quantengasen.** Diplomarbeit, Universität Heidelberg, Heidelberg, 2007  
[[http://www.kip.uni-heidelberg.de/matterwaveoptics/data/thesis/diplom\\_repp.pdf](http://www.kip.uni-heidelberg.de/matterwaveoptics/data/thesis/diplom_repp.pdf)]
- [SAL91] Saleh, B. E. A. und Teich, M. C.: **Fundamentals of Photonics.** Wiley-Verlag, New York, 1991
- [SED91] Sedgewick, R.: **Algorithmen.** 3. Auflage, Addison Wesley, München - Bonn, 1991
- [STA03] Stallings, W.: **Betriebssysteme. Prinzipien und Umsetzung.** 4. Auflage, Pearson Studium, München, 2003
- [STA05] Stan, C. A.: **Experiments with Interacting Bose and Fermi Gases.** PhD Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Massachusetts, 2005  
[[http://cua.mit.edu/ketterle\\_group/Theses/Stan\\_Thesis.pdf](http://cua.mit.edu/ketterle_group/Theses/Stan_Thesis.pdf)]
- [STE00] Steck, D. A.: **Sodium D Line Data.**Report, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, 2000  
[<http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata/sodiumnumbers.pdf>]

- [STÖ00] Stöcker, H. (Hrsg.): **Taschenbuch der Physik**. 4. Auflage, Verlag Harri Deutsch, Thun - Frankfurt/Main, 2000
- [STR00] Stroustrup, B.: **Die C++-Programmiersprache**. 4. Auflage, Addison-Wesley, Bonn - München - Reading, Mass., 2000
- [STU01] Stuhler, J.: **Kontinuierliches Laden einer Magnetfalle mit lasergekühlten Chromatomen**. Dissertation, Universität Konstanz, Konstanz, 2001  
[<http://w3.ub.uni-konstanz.de/v13/volltexte/2001/726//pdf/stuhler.pdf>]
- [WEI07] Weis, S.: **Setup of a Laser System for Ultracold Sodium – Towards a Degenerate Gas of Ultracold Fermions**. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, Heidelberg, 2007
- [WIR77] Wirth, N.: **What can we do about the unnecessary diversity of notation for syntactic definitions?**. in: *Communications of the ACM*(20) 11: S.822 - 823, 1977
- [WIT92] Witte, A., Kisters, T., Riehle, F., Helmcke, J.: **Laser cooling and deflection of a calcium atomic beam**. in: *Journal of the Optical Society of America B*(9) 7: S.1030-1037, 1992
- [ZEE1897] Zeeman, P.: **The Effect of Magnetisation on the Nature of Light Emitted by a Substance**. in: *Nature*(55) 11 Feb 1897: S.347, 1897  
[<http://dbhs.wvusd.k12.ca.us/webdocs/Chem-History/Zee-man-effect.html>]
- [ZHU91] Zhu, M., Oates, C. W., Hall, J. L.: **Continuous high-flux monovelocity atomic beam based on a broadband laser-cooling technique**. in: *Physical Review Letters*(67) 1: S.46-49, 1991



# Danksagung

- Ich möchte Herrn Prof. Markus Oberthaler danken, der mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen und mir diese interessante Diplomarbeit ermöglicht hat. Er unterstützte auch meinen Wunsch das Vertiefungsfach Informatik mit einer Diplomarbeit in seiner Arbeitsgruppe und über Atomphysik abzuschließen.
- Herrn Prof. Lindenstruth danke ich für die Zweitkorrektur dieser Arbeit.
- Desweiteren Danke ich den Mitgliedern des NaLi-Teams: Dr. Peter Krüger, der die Leitung des Experiments inne hatte und dessen Tür für uns immer offen stand; den Pionieren Mark Repp und Stefan Weis, die mich freundlich und immer hilfsbereit aufgenommen haben und Wunder beim Vakuum-System und den Lasern vollbrachten, ohne die meine Arbeit nicht zum Erfolg geführt hätte; Jens Appmeier, der als Doktorand zu uns gestoßen und geduldig auch lange Diskussionen über Implementierungsdetails der Steuerung ertragen hat ;-)  
Anton Piccardo-Selg gilt mein besonderer Dank für einige lange Laborabende, an denen die Messdaten in dieser Arbeit aufgenommen wurden. Außerdem wünsche ich Lizzy Brama und Valentin Volchow viel Glück und Erfolg für ihre Diplom- und Doktorarbeiten. Danke auch an alle unfreiwilligen Beta-Tester der Experiment-Steuerung unter Euch ;-)
- Ich danke allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für ihre Hilfe bei allen erdenklichen Fragen und für die unterhaltsamen Pausen und Abende (Grillen, Weihnachtsbaum schmücken, Weihnachtsfeier etc.), die wir gemeinsam verbracht haben.
- Der Zeeman-Slower wurde zusammen mit Herrn Christian Herdt von der Feinmechanischen Werkstatt des Instituts entworfen, der auch den Bau der Spulenträger meisterhaft ausführte. Herr Herdt half mir in mehreren Besprechungen das Design des Zeeman-Slowers zu optimieren, sodass es auch praktisch umsetzbar war. Dafür möchte ich ihm herzlichst Danken. Ein ganz besonderer Dank gilt auch Herrn Spiegel von der Diplomandenwerkstatt, der mir immer mit Rat und Tat bei allen mechanischen Problemen zur Seite stand und sogar speziell für uns Werkzeuge anfertigte (BNC-Stanze!).
- Auch bei der Elektronik-Abteilung des Instituts und dort besonders bei Jürgen Schölles und Knut Azeroth möchte ich mich für die Unterstützung bei allen elektronischen Fragen und Problemen bedanken.
- Meinen Eltern danke ich für ihre Unterstützung und Hilfsbereitschaft während meines gesamten Studiums.
- Zu guter Letzt möchte ich mich vor Allem bei Julia Ziegler bedanken, die mich immer unterstützte, für mich da war und mir Kraft gegeben hat. Ohne Dich wäre das Leben halb so schön.

## Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 6. Februar 2008

.....

(Unterschrift)