

**Ein bildgebendes Verfahren
zur Messung
lokalisierter Magnetfeldfluktuationen**

**Dissertation
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard Karls Universität Tübingen
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)**

vorgelegt von
Carola Beck geb. Rogulj
aus Kirchheim unter Teck

Tübingen
2021

Gedruckt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Eberhard Karls Universität Tübingen.

Tag der mündlichen Qualifikation:	29.10.2021
Dekan:	Prof. Dr. Thilo Stehle
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. József Fortágh
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. Claus Zimmermann

The chances of finding out what's really going on in the universe are so remote, the only thing to do is hang the sense of it and keep yourself occupied.

– The Hitchhikers's Guide, Douglas Adams

Kurzfassung

Das in dieser Dissertation vorgestellte bildgebende Verfahren zur Messung lokalisierter Magnetfeldfluktuationen kombiniert zwei gut verstandene Verfahren auf dem Gebiet der Physik ultrakalter Atome auf eine völlig neue Weise. Die Präparation ultrakalter Atomwolken an einem Atomchip gibt dem Experimentator eine präzise Kontrolle über deren Position in allen Raumrichtungen [1], während ein Einzelatomdetektionsmechanismus Spinflips in der Atomwolke auf Grund von Magnetfeldfluktuationen dynamisch und in Echtzeit zustandsselektiv nachweisen kann [2, 3]. Die Messsonde des bildgebenden Verfahrens ist eine ultrakalte Atomwolke, welche über den zu messenden Bereich bewegt wird, wobei in Echtzeit die Statistik der Atome gemessen wird, welche in Folge von Spinflips die Wolke verlassen haben [4, 5].

Das Verfahren soll insbesondere für die Vermessung von stromtragenden Nanoresonatoren zur Realisierung eines Quantengalvanometers eingesetzt werden [6].

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf einer gründlichen Kalibration des bildgebenden Verfahrens, wofür zahlreiche Methoden entwickelt werden. Als erste Anwendung wird der Nachweis lokalisierter Spinflips nahe mikrostrukturierter metallischer Oberflächen [7] demonstriert, welcher mit bisher gezeigten, weniger sensitiven Verfahren [8] nicht nachweisbar wäre.

Im Vergleich mit den vielfältigen technologischen Ansätzen zur Realisierung hochsensitiver und hochauflösender Magnetometer – wie z.B. den bereits zu medizinischen Zwecken bei der Magnetoenzephalographie eingesetzten SQUIDs – zeigt sich, dass das in dieser Arbeit demonstrierte Magnetometer sich mit einer Ortsauflösung von $3\mu\text{m}$ entlang relevanter Dimensionen und einer Sensitivität von $11\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ in die Reihe der Technologien einreicht, deren Verhältnis von Sensitivität und Auflösungsvermögen sich entlang einer bisher unüberwundenen Technologiegrenze [9] bewegt.

Summary

The imaging technique for magnetic field fluctuations demonstrated in this thesis combines two well established methods of ultracold atom physics in an all new way. Usage of atomchips for ultracold atom preparation facilitates complete control of the cloud position [1]. Single spin-flips within the cloud can be detected dynamically and state-selectively in real-time [2, 3]. The ultracold atoms serve as probe of the imaging technique while being scanned over the region of interest with record of the statistics in spin-flip losses [4, 5].

Future applications of this technique aim at the implementation of a quantum galvanometer [6] which could be realized by coupling the ultracold atoms to conducting nanoresonators [7].

The present thesis focuses on a thorough calibration of the technique by a set of specifically developed methods. A first demonstration aims at measurements of thermal fluctuations of charges on metallic surfaces resulting in spin-flip losses from the ultracold atom trap. The required sensitivity considering thinness of the used microfabricated structures goes beyond the sensitivity demonstrated in previous comparable experiments [8].

A spatial resolution of $3\mu\text{m}$ combined with a sensitivity of $18\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ adds the presented technique to a number of highly sensitive magnetometers of various physical origin who have all rowed up at a technological frontier which was so far not conquered by any of the known techniques [9].

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	v
Summary	vii
Inhaltsverzeichnis	viii
1 Einleitung	1
1.1 Anwendung und Technologien von Magnetometern	1
1.2 Ziel und Aufbau der vorliegenden Arbeit	5
EXPERIMENT	9
2 Beschreibung des Experiments	11
2.1 Experimenteller Zyklus	12
2.2 MOT-Lasersystem	15
2.3 Atomchip	18
2.4 Nanochip	20
3 Atome in magnetischen Mikrofallen	27
3.1 Magnetische Speicherung von Atomen	27
3.2 Das Prinzip einer Mikrofalle	28
3.3 Simulation der Fallen	33
3.4 Axialer Einschluss und axiale Positionierung	35
4 Nachweis der Atome	37
4.1 Absorptionsabbildung	37
4.2 Einzelatomdetektion	39
THEORIE	43
5 Auskopplung durch magnetische Wechselfelder	45
5.1 Radiofrequenzkaskade	45
5.2 Spektrale Antwortfunktion	47
5.3 Sensitivität	53
6 Oberflächeneffekte	59
6.1 Casimir-Polder-Potential	59
6.2 Johnson-Rauschen über metallischen Oberflächen	62
MESSUNGEN	69
7 Positionierung der Atome	71
7.1 Position in einer transversalen Ebene	71

8 Grundlagen der Ionenbilder	79
8.1 Messprotokoll	80
8.2 Korrektur der Flugzeiten	83
8.3 Darstellung der Messdaten	90
8.4 Einfluss der Detektionseffizienz	93
9 Erweiterung und Anwendung des Verfahrens	101
9.1 Tomographie und axiale Ionenbilder	101
9.2 Einfluss der Stromkonfiguration	108
9.3 Johnson-Rauschen	113
FAZIT	119
10 Zusammenfassung und Ausblick	121
10.1 Kalibration und Darstellung	121
10.2 Anwendungsbereich und Vergleich mit anderen Technologien	122
10.3 Vision für das Verfahren	123
APPENDIX	127
A Fallenparameter bei transversaler Auslenkung	129
B Eigenschaften und Justage der Ionisationslaser	133
B.1 Eigenschaften der Einzelatomdetektion	133
B.2 Justage der Ionisationslaserposition	137
C Zustandsdichte eines harmonischen Oszillators	145
C.1 Eindimensionale Betrachtung	145
C.2 Verallgemeinerung auf drei Dimensionen	146
D Vermessung der Chipoberfläche	149
E Axiale Positionierung	153
E.1 Messung der Orientierung relativ zu den Transportleitern	153
F Flugzeitsimulation	161
F.1 Flugzeit eines Ions zum Detektor	161
F.2 Simulation der Flugzeit zu den Ionisationslasern	162
REFERENZEN	165
Literaturverzeichnis	167

Abbildungsverzeichnis

1.1	Fundamentale Limitierung der Energieauflösung von Magnetometern, aus Mitchell et al. [9]	4
2.1	Grundzustand von ^{87}Rb	11
2.2	Aufbau der Vakuumkammer und des Gerüsts im Vakuum	13
2.3	Experimenteller Zyklus von der MOT bis an den Nanochip	15
2.4	MOT-Lasersystem und Termschema der ^{87}Rb D2-Linie	17
2.5	Layout des Atomchips: Quadrupol- Transport- und Mikrostrukturleiter . .	18
2.6	Zusammenbau des Atomchip mit Nanochips und Zugentlastung	19
2.7	REM-Aufnahme eines goldbeschichteten SiN Nanoresonators	21
2.8	Schematische Darstellung eines Nanobalkens	21
2.9	Layout des Nanochips mit den drei Resonatoren	22
2.10	Elektrische Kontaktierung der Nanobalken	23
2.11	Räumliche Orientierung: axial, transversal	24
2.12	Konzept zum Nachweis der Balkenschwingung	25
2.13	Abbildung der Nanochipoberfläche durch die Ionenoptik	25
3.1	Prinzip der Mikrofalle in diesem Experiment	29
3.2	Magnetfeldbetrag in Abhängigkeit des vertikalen Abstands von der Atomchipoberfläche	30
3.3	Bestimmung der Falltiefe und Fallenfrequenz	32
3.4	Äquipotential- und Feldlinien über dem Quadrupolleiter	34
3.5	Änderungen der Fallenposition durch vertikales Magnetfeld	35
4.1	Das Prinzip einer Absorptionsabbildung	38
4.2	Prinzip der Einzelatomdetektion	42
5.1	Übergänge zwischen magnetischen Unterzuständen der ^{87}Rb Grundzustände	46
5.2	Resonanzschalen eines externen Feldes	48
5.3	Spektrale Antwortfunktionen für Mikrowellen- und Radiofrequenzübergänge	52
5.4	Sensitivität auf Mikrowellen- und Radiofrequenzübergänge	54
6.1	Aufbrechen der Falle in der Nähe einer Oberfläche	61
6.2	Beschreibung des Experiments von Lin et al. [8]	63
6.3	Abstandsabhängigkeit der Lebensdauer und simulierte Lebensdauerkurven über metallischen Dünnschichtoberflächen.	66
7.1	Messprinzip: Bestimmung der freien Parameter im Positionierungsmodell	75
7.2	Bestimmung der freien Parameter im Positionierungsmodell	76
7.3	Bahnen der Atome bei Variation des Spulenstroms für die vier Messungen	77
8.1	Trajektorien für transversale Ionenbilder	82
8.2	Gepulste Ionisation zur Bestimmung der Flugzeiten zu den Ionisationslasern	85
8.3	Linien gleicher Flugzeit	86
8.4	Modell des freien Falles zur Erklärung der Flugzeiten zu den Ionisationslasern	86
8.5	Räumliche Darstellung der Amplituden aus der Flugzeitmessung.	87

8.6	Um Flugzeit korrigiertes Ionensignal	90
8.7	Darstellung eines transversalen Ionenbildes mit Hilfe des Ausfüllalgorithmus	92
8.8	Fit einer Detektionseffizienzkurve	94
8.9	Verlauf der Detektionseffizienzkurven am Ionenloch	97
8.10	Vermessung des Einfangbereichs der Ionenoptik durch Detektionseffizienzen.	98
9.1	Interessenbereiche der Tomographieaufnahmen	103
9.2	Tomographie: Transversale Ionenbilder an verschiedenen axialen Positionen	105
9.3	Quantitative Untersuchung der Tomographie	106
9.4	Axiale Ionenbilder	107
9.5	Vergleich von Ionenbildern mit unterschiedlichen Kompressionsströmen .	111
9.6	Vergleich der Fallenfrequenzen des $m_F = 2$ Zustands bei unterschiedlichen Kompressionsströmen	112
9.7	Skizze zur Berechnung der Verlustraten über metallischen Oberflächen auf Grund des Johnson-Rauschens für $2k + 1$ Teilabschnitte.	114
9.8	Vergleich des Ionenbildes für $I_K = -4A$ mit den Simulationsdaten für das Johnson-Rauschen	115
9.9	Relative Position des Aufhängepunktes von Balken 1 in Bezug auf QP2. . .	116
9.10	Bestimmung des Hintergrundes für die Messung des Johnson-Rauschens .	117
A.1	Simulation des Fallenpotentials in der transversalen Ebene für verschiedene B_y	130
A.2	Radialer Potentialverlauf um das Fallenminimum entlang verschiedener Raumrichtungen	131
B.1	Aufbau der Strahlverformungsoptik für das Lightsheet	136
B.2	Zeitliche Auflösung der Ionisation	136
B.3	Justage der Ionisationslaserposition in vertikaler Richtung	138
B.4	Positionierung der Ionisationslaser: Partielle Dichtereduktion	138
B.5	Messung des Strahlprofils des 778nm Lasers	139
B.6	Bestimmung der Ionisationslaserposition in vertikaler Richtung	140
B.7	Strahlprofil der Ionisationslaser aus dem Fit gemäß Abb. B.6.	141
B.8	Optimierung der vertikalen Position des Lightsheets	144
D.1	Bestimmung der Lage der Nanochipoberfläche relativ zur Atomchipober- fläche über Quadrupolleiter	150
D.2	Bestimmung der Lage der Nanochipoberfläche relativ zur Atomchipoberfläche	151
E.1	Bestimmung der axialen Position des Aufhängepunkts mit Positionierungs- licht durch die Ionenoptik: Methode	154
E.2	Licht durch die Ionenoptik: Positionierungsstrahl	154
E.3	Dichteeinbruch durch Positionierungsstrahl	156
E.4	Strahlprofil des axialen Positionierungsstrahls	156
E.5	Kalibration des Abstands von T4	157
E.6	Bestimmung der axialen Position des Aufhängepunkts mit Positionierungs- licht durch die Ionenoptik: Abschätzung der Parallaxe	158
F.1	Simulation der Flugzeit	163
F.2	Flugzeiten für unterschiedliche Fallenpositionen in Abhängigkeit der Ma- gnetquantenzahl m_F	164

Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenschaften der Nanobalken	23
5.1	Detektionseffizienzen der Sensitivitätsmessungen für Mikrowellen- und Radiofrequenzübergänge	56
5.2	Sensitivitäten für Mikrowellen- und Radiofrequenzübergänge	56
6.1	Wichtige Eigenschaften des Experiments von Lin et al. [8] im Vergleich mit dieser Arbeit	64
7.1	Freie Parameter des Modells zur Positionierung in einer transversalen Ebene	77
B.1	Strahltaillen und Rayleighlängen der Ionisationslaser	133

1.1 Anwendung und Technologien von Magnetometern

Hochsensitive und hochauflösende Magnetometrie und magnetische Mikroskopie sind zu einem großen Forschungsbereich in der Physik geworden, die viele Disziplinen wie beispielsweise die Festkörperphysik und die Physik ultrakalter Atome und Quantengase umspannt. Verschiedenste Messprinzipien dienen dem Zweck, magnetische Felder¹ und deren räumliche Variation hochpräzise charakterisieren zu können, und damit eine Karte des Magnetfeldes zu erstellen.

Auch die Liste der Anwendungen ist mittlerweile sehr lang. Allen voran in den Lebenswissenschaften und in der Medizin werden die Vorzüge hochsensitiver Magnetometer für die medizinische Diagnostik und die Charakterisierung von Prozessen auf subzellulärer Ebene eingesetzt [10, 11]. Speziell das Verfahren der Magnetoenzephalographie [12] ermöglicht seit einigen Jahren im klinischen Umfeld die Untersuchung der Herz-, Hirn- und Nervensystemaktivitäten. Dabei sind räumliche Auflösungen im Millimeterbereich bei Sensitivitäten für Magnetfeldstärken im Femtotesla-Bereich erforderlich.

Auch in der Grundlagenforschung und den Materialwissenschaften bieten sich für die Charakterisierung und das Grundverständnis von Festkörpern neue Möglichkeiten. So könnte beispielsweise das Phänomen der Hochtemperatursupraleitung mit Hilfe spezieller Magnetometer besser verstanden werden [13].

Als weitere Anwendungsbereiche sensitiver Magnetometer mit hoher Auflösung haben sich jedoch auch archäologische und geowissenschaftliche Untersuchungen [14] sowie in jüngerer Zeit Batterie- und Datenträgerforschung etabliert [15–17], was vor dem Hintergrund einiger der technologischen Herausforderungen unserer Zeit, wie der Verarbeitung und Speicherung großer Datenmengen (Big Data) und der Elektrifizierung der Mobilität, ein großes Gewicht erhält. Auch für die Entwicklung von Hardwarebausteinen für sichere Kommunikation wurden hochsensitive Magnetometer bereits vorgeschlagen [18].

Selbst die Marktforschung hat sich im Jahr 2020 bereits dem Thema der Quantenmagnetometer zugewandt [19], was die Relevanz der Thematik noch weiter vergegenwärtigt.

Der am weitesten verbreitete Typus von hochsensitiven Magnetometern ist der sogenannte SQUID² [20, 21]. Dieser besteht aus einem supraleitenden Ring mit einer oder zwei Unterbrechungen normalleitenden Materials, welche sogenannte Josephson-Kontakte [22] darstellen. Über den Ring fließt ein Bias-Strom³, weshalb auf Grund des Normalleiters eine Spannung über dem SQUID abfällt. Verändert sich nun das zu messende Magnetfeld, wird im SQUID auf Grund der Quantisierung des magnetischen Flusses in einem supraleitenden

1.1 Anwendung und Technologien von Magnetometern	1
1.2 Ziel und Aufbau der vorliegenden Arbeit	5

1: statische oder Wechselfelder

2: Supraleitende Quanteninterferenzeinheit, engl. Superconducting QUantum Interference Device

3: Im Falle eines sogenannten dc-SQUIDs mit zwei Josephson-Kontakten ist dies ein Gleichstrom, für den RF-SQUID mit einem Josephson-Kontakt hingegen ein Wechselstrom.

Ring ein Strom erzeugt, welcher den Gesamtfluss zu einem Vielfachen des Flussquants Φ_0 ergänzt – dies kann jedoch je nach energetisch günstigerer Variante eine Vergrößerung oder Verkleinerung des magnetischen Flusses bedeuten. Insgesamt ergibt sich eine periodische Fluss-Spannungskennlinie, bei der eine Periode exakt einem magnetischen Flussquant entspricht.

Optisch gepumpte Atommagnetometer beruhen auf einem durch einen Pumplaser spinpolarisierten Alkaligasensemble [23]. Die polarisierten Spins präzedieren um eine genau definierte Magnetfeldachse mit einer Frequenz, welche proportional zum zu messenden Magnetfeld ist. Der Nachweis der Spinpräzession erfolgt über die Polarisationsmessung eines zusätzlich zum Pumpstrahl einfallenden Probestrahls. Die Sensitivität der optisch gepumpten Atommagnetometer konnte durch einen Betriebsmodus deutlich verbessert werden, in welchem die Spinrelaxation durch spinverändernde Stöße durch einen hohen Partialdruck des Alkaligases unterdrückt wird [24]. Die Robustheit solcher optisch gepumpten Magnetometer konnte in den letzten Jahren soweit verbessert werden, dass es mittlerweile sogar erste Demonstrationen des Verfahrens ohne eine magnetische Abschirmung gibt [25].

4: engl. *nitrogen vacancy centers in diamond* oder NVD

In den letzten Jahren haben sich auch Stickstoff-Fehlstellen-Zentren in Diamant⁴ als aussichtsreiche Kandidaten für sensitive Magnetometer mit einer Auflösung im Nanometerbereich herauskristallisiert. Es handelt sich dabei um einen speziellen Defekt im Diamantgitter, bei dem zwei Kohlenstoffatome durch ein Stickstoffatom und eine ungebundene Stelle (Vakanz) im Gitter ersetzt sind. Solche Kristalleigenschaften kommen zwar auch in natürlichen Diamanten vor, können jedoch auch durch Stickstoffzugabe bei der Diamantsynthese künstlich erzeugt werden [26]. Neben den herausragenden Eigenschaften für sensitive Magnetometer werden solche NVDs beispielsweise auch als Einzelphotonenquelle eingesetzt [27]. Das spezielle Termschema⁵ eines Stickstoff-Fehlstellen-Zentrums erlaubt eine Bestimmung des zu messenden Magnetfeldes durch Aufnahme von Elektronenspinresonanzspektren. Das Magnetfeld verschiebt die Energielevel der Spin-Triplettzustände durch den Zeeman-Effekt. Durch ein Ramsey-Spektroskopieverfahren werden Triplettzustände zunächst mit Hilfe eines Mikrowellenpulses bei etwa 2.87GHz gekoppelt, woraufhin die Superposition der Zustände während einer bestimmten Zeit eine Phase akkumuliert, welche linear zum Magnetfeld ist. Nach einem zweiten Mikrowellenpuls kann die Phase an Hand der Population der Triplettzustände optisch über Photolumineszenzlicht bei 637nm detektiert werden, welches durch Anregung eines optischen Überganges bei 532nm entsteht [28–32].

5: Bestehend aus einem Grundzustand und einem angeregten Zustand, die jeweils ein Spin-Triplett ausbilden.

Auch die Physik ultrakalter Atome und Quantengase in magnetischen Mikrofallen [33] bietet die Möglichkeit, lokalisierte Magnetfeldkonfigurationen mit hoher Sensitivität zu messen [13, 34–37]. Die Messung des Magnetfeldes beruht dabei auf der Tatsache, dass das magnetische Fallenpotential durch das zu messende Magnetfeld gestört wird, was zu einer Veränderung der Wellenfunktion eines Bose-Einstein-Kondensates [38] führt, welches in einem harmonischen Potential eine

parabolische Dichteverteilung aufweist. Die über eine Absorptionsabbildung zu beobachtende Fragmentierung der atomaren Dichteverteilung kann dabei direkt gemessen werden und lässt sich in eine Landkarte des zu messenden Magnetfeldes übersetzen.

Eine weitere Möglichkeit zur orts aufgelösten Magnetfeldmessung mit ultrakalten Atomwolken ist die Messung der Rabi-Frequenzen für Übergänge in unterschiedliche magnetische Unterzustände, welche auf Grund des Zeeman-Effekts zustandsselektiv über eine Absorptionsabbildung bestimmt werden können. Auf diese Weise kann nicht nur die Magnetfeldstärke, sondern auch das vektorielle Magnetfeld rekonstruiert werden, wie bereits demonstriert wurde [39]. Ein Ziel dieser Methode ist beispielsweise eine Prototypencharakterisierung für koplanare Wellenleiter in sogenannten MMICs (engl. *Monolithic Microwave Integrated Circuits*).

Eine bislang durch Experimente mit ultrakalten Atomen einmalige Sensitivität wurde durch den Einsatz von Spinor-Bose-Einstein-Kondensaten erreicht [40]. Diese werden statt in einer Magnetfalle in einer optischen Dipolfalle erzeugt, sodass mehrere magnetische Unterzustände gleichzeitig besetzt sind, welche miteinander wechselwirken [41]. Durch einen Radiofrequenzpuls wird eine Präzession der Magnetisierung der einzelnen Spins um die Achse eines angelegten Bias-Magnetfeldes angeregt. Da die Präzessionsfrequenz vom lokalen Magnetfeld abhängig ist, ist es möglich, sehr sensitiv lokalisierte Änderungen im Magnetfeld zu messen. Als Messmethode dient hierbei eine Phasenkontrastabbildung des Bose-Einstein-Kondensates [42].

Kenngrößen zum Vergleich der Technologien

Bei der Vielzahl von Anwendungen und Magnetometertypen, die auf verschiedensten physikalischen Prinzipien beruhen, ist es wichtig Kenngrößen zu definieren, welche die Technologien miteinander vergleichbar machen. Als aussagekräftige Vergleichsgröße für das Verhältnis von Sensitivität und Auflösungsvermögen hat sich dabei die Energieauflösung ε eines Magnetometers erwiesen, welche die gespeicherte magnetische Energie eines Feldes mit Betrag B_0 innerhalb eines bestimmten Messvolumens dV_M während einer Messdauer T_M bezeichnet [43]

$$\varepsilon = \frac{B_0^2}{2\mu_0} dV_M \cdot T_M \quad (1.1)$$

mit der Vakuumpermeabilität μ_0 .

Im Jahr 2020 erschien ein Artikel, der einen technologieübergreifenden Vergleich der Energieauflösung der unterschiedlichsten Magnetometertypen anstellt [9]. Die entsprechenden Kenngrößen aus über 20 Experimenten wurden in einem sehr anschaulichen Diagramm festgehalten, welches in Abb. 1.1 zu sehen ist.

Während für einige der untersuchten Magnetometertechnologien bereits eine – übereinstimmende – spezifische Limitierung der Energieauflösung nachgewiesen werden konnte, und das Diagramm aus Abb. 1.1 eine technologieübergreifende, fundamentale Limitierung für alle Magnetometertypen suggeriert, konnten Mitchell et al. [9] dies

Morgan W. Mitchell and Silvana Palacios Alvarez: *Colloquium: Quantum limits to the energy ...*

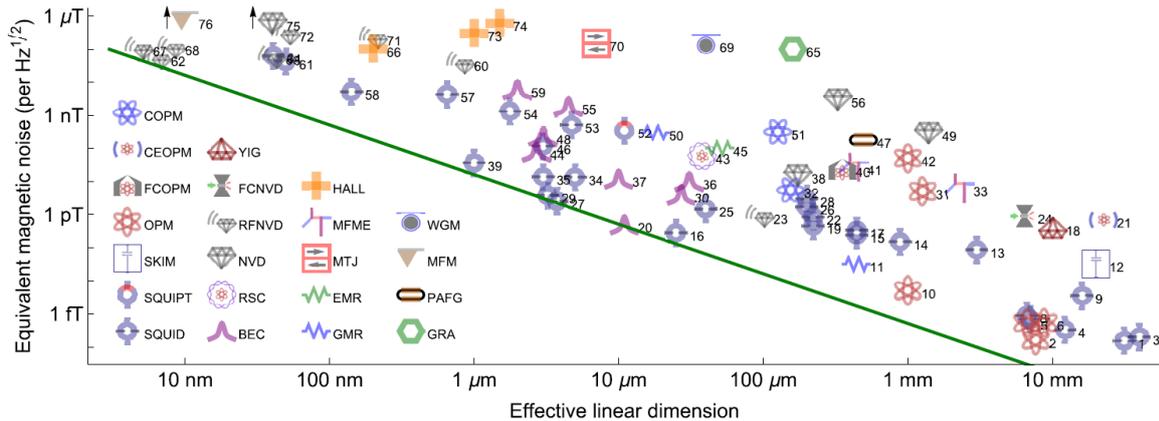


Abbildung 1.1: Fundamentale Limitierung der Energieauflösung von Magnetometern aus Mitchell et al. [9] mit Erlaubnis des Herausgebers. Die Grafik zeigt einen ausführlichen Überblick über hochauflösende, sensitive Magnetometer und ordnet diese hinsichtlich ihrer Auflösung (x-Achse) und Sensitivität (y-Achse) ein. Die verschiedenen Symbole stehen für Magnetometertypen und die Nummern für ein bestimmtes Experiment. Die Liste der Experimente ist bei Mitchell et al. [9] zu finden. Die dicke grüne Linie stellt das propagierte fundamentale Limit der Energieauflösung dar.

leider nicht konsistent nachweisen. Sie gehen dabei unter anderem auf das Standardquantenlimit, die Energie-Zeit-Unschärfe-Relation, Nullpunktsfluktuationen und durch Spinrauschen in einem Spinensemble erzeugte Selbstwechselwirkung als mögliche Ursachen eines fundamentalen Rauschens ein. Zudem schlagen sie einige Experimente vor, mit welchen das bisher beobachtete, mit üblichen Theorien aber scheinbar nicht vollständig erklärbare Phänomen der begrenzten Energieauflösung in Magnetometern zu überwinden sein könnte. Auch wenn die Erklärung einer technologieübergreifenden Grenze letzten Endes offen bleibt, ist es schwer vorstellbar, dass alle bisher bekannten Magnetometer zufällig oberhalb der propagierten fundamentalen Grenze der Energieauflösung liegen, die in Abb. 1.1 durch die dicke grüne Kurve dargestellt ist.

Neben der Energieauflösung ist ein weiteres Merkmal einer Magnetometertechnologie deren Versatilität in Bezug auf die zu messenden Felder. Vor allem das theoretisch messbare Frequenzspektrum – im Folgenden auch als die Bandbreite des Magnetometers bezeichnet – ist entscheidend für das Einsatzgebiet der Technologie. Während auf SQUIDs und Stickstoff-Fehlstellenzentren in Diamant beruhende Technologien üblicherweise und je nach Bauart auf einen bestimmten Frequenzbereich innerhalb eines großen Spektrums von statischen Feldern bis ins Gigahertz-Regime feinabgestimmt werden können [32, 44], sind Technologien, welche auf kalten Atomen oder atomaren Gasen im Allgemeinen beruhen⁶, meistens auf die Messung von statischen oder sehr langsam oszillierenden Feldern bis zu 100Hz beschränkt [13, 23, 40]. Eine Ausnahme stellt hier die demonstrierte Charakterisierung eines koplanaren Wellenleiters bei 6.8GHz von Böhi et al. [39] dar.

6: wie z.B. optisch gepumpte Magnetometer, Spinor Bose-Einstein-Kondensate oder das sogenannte SQCRAMscope (*Scanning Quantum Cryogenic Atom Microscope*)

1.2 Ziel und Aufbau der vorliegenden Arbeit

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein neuartiges abbildendes Verfahren zur räumlich aufgelösten Detektion magnetischer Wechselfelder realisiert. Das Verfahren beruht dabei auf der Fähigkeit der Wechselfelder, den atomaren Spin von Rubidium-87-Atomen (^{87}Rb) zu verändern, welche in einer ultrakalten spin-polarisierten Atomwolke an einem Atomchip magnetisch gefangen sind [1]. Diese Spin-Änderungen (Spin-Flips) werden dann über eine zustandsselektive Ionisation mit Einzelatomgenauigkeit nachgewiesen [3], sodass sich die Amplitude des magnetischen Wechselfeldes aus der Anzahl der Atome mit geändertem Spin ergibt [4]. Eine Echtzeitabtastung eines Volumens oder einer Oberfläche durch die ultrakalte Rb-Atomwolke erlaubt dann bei gleichzeitiger in-situ Detektion der Spin-Änderungsrate die Aufnahme zwei- und dreidimensionaler räumlicher Abbildungen der Magnetfeldstärke. Das Verfahren erlaubt somit die Magnetfeld-Topographie komplexer Strukturen und oberflächennaher physikalischer Effekte, wie es anhand des Feldrauschens einer metallischen Oberfläche (Johnson-Rauschen) im Rahmen dieser Arbeit demonstriert wurde.

Das in dieser Arbeit vorgestellte bildgebende Verfahren zur Darstellung lokalisierter Magnetfeldfluktuationen profitiert von der Möglichkeit, eine Wolke ultrakalter Atome hochpräzise⁷ an einem Atomchip zu positionieren [1]. Für die Bestimmung der Positionierung wird in dieser Arbeit ein dreidimensionales Modell erarbeitet.

Während das Auflösungsvermögen, wie bei Experimenten mit ultrakalten Atomwolken üblich, durch die Größe der Atomwolke limitiert ist, und somit im Bereich einiger Mikrometer liegt [35], kann durch die Einzelspingenauigkeit eine sehr gute Sensitivität im Bereich des Ansatzes der Spinor-Bose-Einstein-Kondensate erzielt werden.

Es soll nun erläutert werden, welche einzigartigen Eigenschaften der vorgestellte Ansatz aufweist, und welchen wissenschaftlichen Mehrwert das Verfahren bietet.

Das vorgestellte Experiment ist prinzipiell in der Lage, das bereits 2012 vorgeschlagene Quantengalvanometer [6] zu realisieren. In diesem Gedankenexperiment geht es darum, einen stromdurchflossenen Nanoresonator⁸ an ein Bose-Einstein-Kondensat in einer magnetischen Mikrofalle zu koppeln. Die Schwingung des Resonators überträgt sich direkt in eine Schwingung des erzeugten Magnetfeldes, welches im Resonanzfall Spinflips im Bose-Einstein-Kondensat hervorruft. Dieses Galvanometerexperiment⁹ wird zum Quantengalvanometer, da es in der Lage ist, Asymmetrien in Stromrauschspektren zu messen, welche von quantenmechanischen Prozessen im Ladungstransport erzeugt werden. Die spektrale Leistungsdichte des Rauschens wird auf das oszillierende Magnetfeld aufmoduliert, sodass eine Messung mit Hilfe der Atome möglich wird. Die grundsätzliche Eignung und Versatilität des bestehenden Experiments zur Vermessung von klassischem Rauschen wurde bereits in der Dissertation von Peter Federsel gezeigt [5, 45].

Als Ergänzung zum Quantengalvanometer gibt es ein weiteres Gedankenexperiment, bei welchem über Spinflips im Kondensat einzelne

7: Mit einer Unsicherheit von nur 250nm.

8: Dieser ähnelt im Prinzip einer klassischen Saite, besitzt jedoch in mindestens einer Dimension Abmessungen im Nanometerbereich.

9: Laut Definition misst ein klassisches Galvanometer einen elektrischen Strom auf der Grundlage des von ihm erzeugten Magnetfeldes.

Schwingungsphononen des Resonators angeregt und gemessen werden könnten [46]. Sogar die Möglichkeit, die Schwingung des Resonators zu kühlen, wurde mittlerweile propagiert [47].

Auch die Physik der hybriden Quantensysteme hat in den letzten Jahren vor dem Hintergrund des Quantencomputing und der Quanteninformationsverarbeitung eine zunehmend bedeutende Rolle eingenommen, da hybride Quantensysteme in der Lage sind, Vorteile verschiedener Quantentechnologien miteinander zu verbinden [48]. Als potentieller Kandidat für die Realisierung eines magnetomechanisch gekoppelten hybriden Quantensystems reiht sich das Quantengalvanometer in eine Reihe von Experimenten ein, die an Stelle des Nanoresonators einen Kantilever mit einem aufgebrauchten Permanentmagneten verwendet haben. Nachdem die Kopplung an einen magnetischen Kantilever zunächst mit heißen Atomwolken demonstriert [49], und für ein Bose-Einstein-Kondensat ausführlich simuliert wurde [50], konnte sie mittlerweile sogar experimentell für ein Bose-Einstein-Kondensat umgesetzt werden [51]. Ein Galvanometer, welches auf Stickstoff-Fehlstellen-Zentren in Diamant beruht, wurde ebenfalls bereits nachgewiesen [52]. Mit dem vorgeschlagenen Quantengalvanometer lässt sich im Gegensatz zu den permanentmagnetischen Kantilevern eine variable Kopplungsstärke realisieren.

Ein aussichtreicher Kandidat für die Realisierung eines Quantengalvanometers im Rahmen des in dieser Arbeit beschriebenen Experiments sind goldbeschichtete beidseitig aufgehängte zugverspannte Siliziumnitrid-Nanoresonatoren (SiN). Diese werden beispielsweise in der Arbeitsgruppe von Professor Eva Weig an der Universität Konstanz hergestellt und untersucht [7] und sind für die Rahmenbedingungen des hier beschriebenen Experiments sehr gut geeignet. Die Eigenschaften der Resonatoren können bei dem in Konstanz entwickelten Verfahren maßgefertigt werden.

Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit widmet sich der Charakterisierung und ersten Demonstration dieses neuartigen Magnetometers. Nach einer ausführlichen Beschreibung des experimentellen Aufbaus sowie der Grundlagen magnetischer Mikrofallen und der eingesetzten Detektionsmechanismen (Kapitel 2, 3 und 4), werden die bereits in früheren Dissertationen an diesem Experiment erarbeiteten theoretischen Grundlagen noch einmal in kompakter Form dargestellt (Kapitel 5). Oberflächeneffekte bei der Physik ultrakalter Atomwolken an Atomchips finden sich in Kapitel 6. Dort wird auf ein Experiment verwiesen, welches in dieser Arbeit unter veränderten Bedingungen wiederholt wird. Hierbei wird die verbesserte Sensitivität des in dieser Arbeit dargestellten Verfahrens demonstriert.

Die Charakterisierung des Magnetometers erfordert ein umfassendes Verständnis der Magnetfallenposition in allen Raumrichtungen auf Basis der experimentell einstellbaren Parameter (Kapitel 7). Die erarbeiteten Modelle gehen dabei über die aus vorhergehenden Arbeiten an diesem Experiment bekannten Methoden hinaus. Die sich aus dem abbildenden Verfahren des Magnetometers ergebenden Messungen

werden als Ionenbilder bezeichnet. Das Zustandekommen dieser Bilder sowie die dazu nötigen Kalibrationsverfahren werden in Kapitel 8 ausführlich diskutiert. Verschiedene Messmodi – wie beispielsweise ein an die medizinische Diagnostik angelehntes Tomographieverfahren – sowie die Demonstration des Magnetometers zum Nachweis von Johnson-Rauschen über einer metallischen Oberfläche werden in Kapitel 9 besprochen. Eine abschließende Diskussion sowie ein Ausblick auf mögliche künftige Experimente mit dem in dieser Arbeit gezeigten Verfahren finden sich in Kapitel 10.

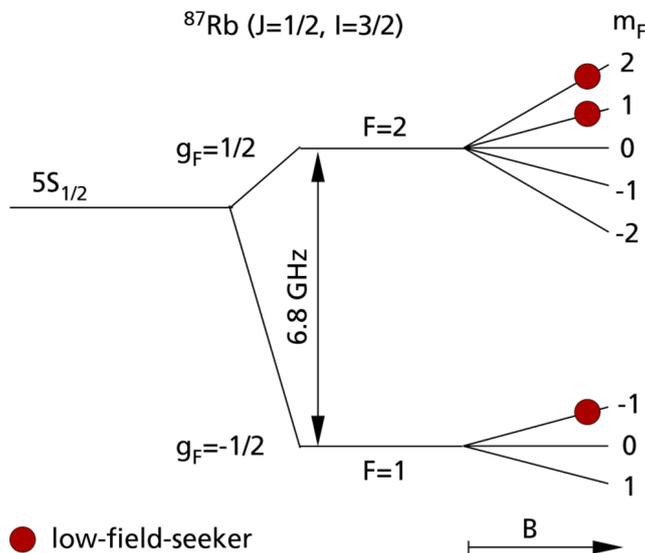
EXPERIMENT

Beschreibung des Experiments

2

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden atomare Gase des Alkalimetalls Rubidium (^{87}Rb) betrachtet, welches sich aus mehreren Gründen für die Forschung an ultrakalten Atomwolken und Bose-Einstein-Kondensaten [38] etabliert hat. Als Alkalimetall besitzt es ein theoretisch gut verstandenes, wasserstoffähnliches Termschema. Der Grundzustand ist der $5S_{1/2}$ Zustand, für welchen auf Grund des verschwindenden Bahndrehimpulses $L = 0$ der Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle durch deren Gesamtspin gegeben ist, $J = S$. Mit einem Kernspin $I = \frac{3}{2}$ ergeben sich für den $5S_{1/2}$ Grundzustand insgesamt die Hyperfeinstrukturzustände $F = 1$ und $F = 2$. Diese besitzen die magnetischen Unterzustände $m_F = -2, -1, 0, 1, 2$ für den $F = 2$ und $m_F = -1, 0, 1$ für den $F = 1$. Abb. 2.1 stellt das Termschema für die unterschiedlichen Zustände der Grundzustands graphisch dar. Die Aufspaltung zwischen dem $F = 1$ und $F = 2$ Grundzustand beträgt 6.835GHz. Ohne Magnetfeldeinfluss sind alle magnetischen Unterzustände eines Hyperfeinstrukturzustandes energetisch entartet. In einem statischen Magnetfeld spalten sie gemäß dem Zeeman-Effekt [53] auf.

Das Isotop ^{87}Rb besitzt zudem eine hohe s-Wellenstreuungslänge $a_{\text{Rb}} =$



2.1 Experimenteller Zyklus . . .	12
2.2 MOT-Lasersystem	15
2.3 Atomchip	18
2.4 Nanochip	20

Abbildung 2.1: Termschema des Grundzustands von ^{87}Rb , entnommen aus der Dissertation von Andreas Günther [54]. Es wird die Hyperfeinstrukturaufspaltung in $F = 2$ und $F = 1$ sowie deren Aufspaltung in magnetische Unterzustände gezeigt. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung von ^{87}Rb beträgt 6.835GHz. g_F sind die sogenannten Landé-Faktoren der Zustände, welche den Proportionalitätsfaktor g zwischen dem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ und dem Gesamtdrehimpuls \vec{F} des Zustandes darstellen

$$\frac{\vec{\mu}}{\mu_B} = -g \frac{\vec{F}}{\hbar}. \quad (2.1)$$

5.77nm, was insbesondere für die Herstellung von Bose-Einstein-Kondensaten von Relevanz ist. Als pragmatischer Vorteil ist zudem das gute Angebot an Laserdioden mit entsprechenden Übergangsfrequenzen bei 780nm zu erwähnen.

Dieses Kapitel widmet sich der Präparation ultrakalter Atomwolken an einem Atomchip [1], welcher eine zentrale Rolle im hier beschriebenen Experiment einnimmt. Dazu werden sämtliche Experimente in Zyklen durchgeführt, deren Ablauf in Kapitel 2.1 beschrieben wird.

Als erster Schritt wird dabei eine magnetooptische Falle (MOT) [55] erzeugt, für welche ein bestimmtes Lasersystem nötig ist, auf welches in Kapitel 2.2 näher eingegangen wird. Auf Grund seiner zentralen Bedeutung wird auch der Aufbau des Atomchips in Kapitel 2.3 genau erläutert. Für die Experimente in dieser Arbeit wurde ein zweiter Chip auf den Atomchip aufgeklebt. Die darauf aufgebracht Strukturen werden in Kapitel 2.4 besprochen.

2.1 Experimenteller Zyklus

Die Experimente finden unter Ultrahochvakuumbedingungen in einer Vakuumkammer statt, da sonst auf Grund der hohen Stoßrate mit Teilchen der Umgebung keine Präparation ultrakalter Atomwolken möglich wäre¹¹. Abb. 2.2 zeigt das Äußere der Vakuumkammer mitsamt dem verwendeten Pumpensystem, das Gerüst, an dem der gesamte experimentelle Aufbau angebracht ist, und eine Detailaufnahme des Gerüsts in dem Teil, in dem das Experiment abläuft. Das Gerüst ist dabei an einem CF-160 Deckelflansch befestigt, der auch die elektrischen Durchführungen beherbergt. Optischer Zugang zur Vakuumkammer wird über antireflexbeschichtete Sichtfenster gewährleistet. Die Erzeugung des Vakuums in der Kammer erfolgt über ein Pumpensystem bestehend aus einer Titan-Sublimationspumpe und einer Ionengetterpumpe.

Alle Experimente werden zyklisch durchgeführt. Die Dauer einer einzelnen Messung ist maßgeblich durch die Präparation einer Atomwolke bestimmt. Das Herzstück der Präparation ultrakalter Atomwolken stellt in diesem Experiment der Atomchip [1, 56] dar. Atomchips bieten die Möglichkeit, Alkaliatome in mikrostrukturierten magnetischen Potentialen präzise zu fangen und zu manipulieren, und haben sich deshalb in der Forschung ultrakalter Atome als wichtige Instrumente erwiesen, Atome zu positionieren und in Interaktion unter anderem mit Nanostrukturen zu bringen [33]. Dies ermöglicht die Beobachtung von Wechselwirkungen unterschiedlicher Art zwischen den Atomen und Strukturen auf zusätzlichen Nanochips, welche auf dem Atomchip aufgebracht sind. So wurden beispielsweise bereits Wechselwirkungen von ultrakalten Atomwolken mit Kohlenstoffnanoröhren untersucht [57, 58].

In Kapitel 2.3 wird näher auf das Layout des Atomchips in diesem Experiment eingegangen, während die mit Hilfe des Atomchips erzeugten sogenannten **Mikrofallen** für ultrakalte Atome in Kapitel 3 ausführlich charakterisiert werden.

Die Schritte zur Präparation ultrakalter Atome am Atomchip sind dabei die folgenden¹².

1. Für jede Messung werden die Atome dabei zunächst in einer dreidimensionalen magnetooptischen Falle (MOT) gefangen [55], welche aus einer zweidimensionalen MOT in einer separaten Nebenkammer gespeist wird [59]. Die Atome werden durch eine etwa 5ms lange Sisyphus-Kühlphase [60] weiter gekühlt und anschließend durch einen optischen Pumpvorgang [61] werden

11: Der Druck in der Vakuumkammer des hier vorgestellten Experimentes betrug ca. $3 \cdot 10^{-11}$ mbar. Ein solch niedriger Druck ist für die Präparation von Bose-Einstein-Kondensaten erforderlich.

12: Der Ablauf eines experimentellen Zyklus ist in Abb. 2.3 noch einmal anschaulich dargestellt.

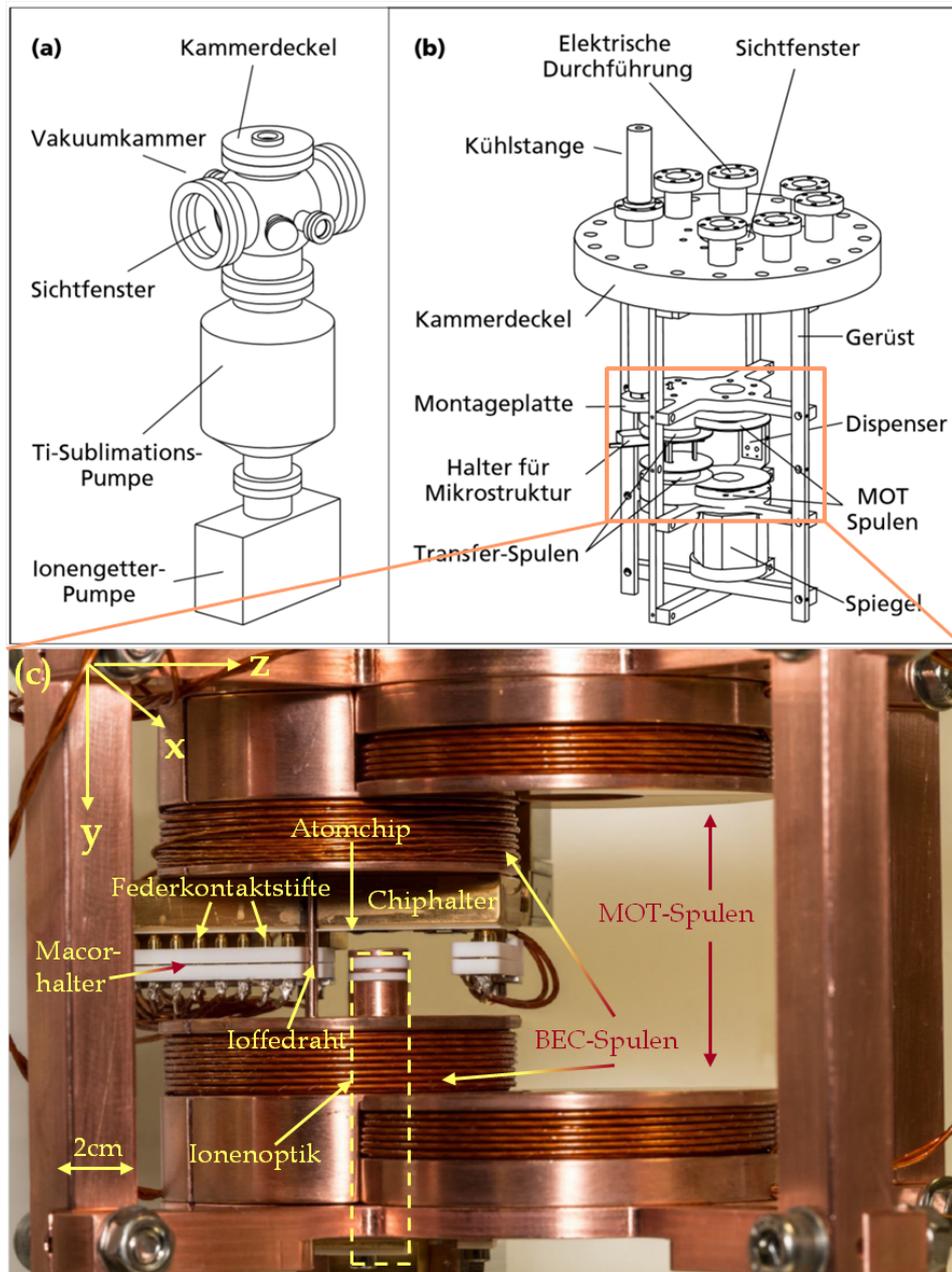


Abbildung 2.2: Aufbau der Vakuumkammer und des Gerüsts im Vakuum. (a) Dargestellt sind das Kammer- und Pumpensystem (entnommen aus der Dissertation von Andreas Günther [54]), (b) der Deckelflansch mit dem angeschraubten Gerüst, (c) sowie eine Detailansicht des orange markierten Bereiches, welcher den Bereich der Kammer zeigt, der für das Experiment von Bedeutung ist. Besonders auffällig sind in diesem Bereich die beiden Spulenpaare des Experiments – den MOT- und BEC- oder Transferspulen mit Windungszahlen von 133 bzw. 85 Windungen pro Spule. Der Atomchip des Experimentes ist auf einen Chiphalter geklebt, welcher kopfüber an der oberen BEC-Spule montiert ist. Ebenfalls zu sehen ist ein Teil der sogenannten Ionenoptik, welche für die in Kapitel 4.2 beschriebene Einzelatomdetektion nötig ist. Der ebenfalls markierte Ioffedraht ist gemeinsam mit den BEC-Spulen an einer Ioffefalle für die Atome beteiligt, in welcher diese auf Temperaturen von $8\mu\text{K}$ vorgekühlt werden, was für den Transfer an den Atomchip essentiell ist.

13: Auch als Anti-Helmholtzkonfiguration bezeichnet. Dabei werden in einem Helmholtzspulenpaar gegenläufige Ströme eingespeist.

alle Atome in einen spin-polarisierten Zustand überführt. Eine Beschreibung des dafür ausgelegten Lasersystems sowie experimentelle Parameter finden sich in Kapitel 2.2.

2. Nun können die Atome mittels eines magnetischen Transfers innerhalb von zwei Sekunden zwischen den beiden Spulenpaaren des Experimentes (s. Abb. 2.2) transferiert werden [62]. Dafür werden die Ströme in den Spulenpaaren in einer linearen Rampe hinauf- bzw. hinuntergefahren.
3. Bevor die Atome an den Atomchip geladen werden können, müssen sie vorgekühlt werden. Dazu werden die Magnetfelder des in Quadrupolkonfiguration¹³ geschalteten BEC-Spulenpaares und des sogenannten Ioffedrahts miteinander überlagert. In den BEC-Spulen fließen dabei Ströme von etwa 3A, im Ioffedraht von etwa 14A. Es entsteht ein Magnetfeld, in welchem die Atome gefangen sind, die sogenannte **Ioffefalle** [63]. Auch ohne das Feld des Ioffedrahtes wären die Atome in einer sogenannten Quadrupolfalle gefangen. Im Gegensatz zur Quadrupolfalle, welche im Fallenzentrum einen verschwindenden Magnetfeldbetrag aufweist, besitzt die Ioffefalle einen von Null verschiedenen Magnetfeldbetrag im Fallenzentrum. An Positionen mit verschwindendem Magnetfeldbetrag sind alle Unterzustände energetisch entartet, sodass die Spinpolarisierung der Atome verloren geht, was zu Majoranaverlusten [64, 65] führt. Deshalb können die Atome in einer Ioffefallenkonfiguration effizienter gekühlt werden als in einer Quadrupolfalle. Es folgt eine 25 Sekunden lange Phase des Evaporationskühlens [66] durch Einstrahlen einer Radiofrequenz, welche über eine zusätzlich an der oberen BEC-Spule angebrachte Drahtwindung eingekoppelt wird. Die Frequenz wird dabei in einer exponentiell abfallenden Funktionsform von 12MHz auf 2MHz verringert, was zu einer Endtemperatur von etwa $8\mu\text{K}$ bei $25 \cdot 10^6$ Atomen führt.
4. Sobald die Atome an den Atomchip geladen wurden [62, 67], können sie mittels eines magnetischen Förderbandsystems [1] entlang der Chipoberfläche verschoben und mit hoher Präzision positioniert werden. Sie können dabei in Kontakt mit Nanostrukturen gebracht werden. Die Nanochips, die für dieses Experiment auf dem Atomchip aufgeklebt wurden, werden in Kapitel 2.4 genau beschrieben.
5. Nach oder während der Interaktion mit den Nanostrukturen, Oberflächen oder anderen experimentellen Untersuchungen können die Atome entweder durch eine Absorptionsabbildung [68, 69] oder durch sogenannte Einzelatomdetektion [3] nachgewiesen werden. Die beiden Verfahren werden ausführlich in Kapitel 4 behandelt. Während die Absorptionsabbildung sich vor allem für die Messung der Atomzahl, der Temperatur und für die Charakterisierung der Mikrofalle eignet, können mit der Einzelatomdetektion Atome nachgewiesen werden, welche die Falle verlassen haben. Zudem bietet die Einzelatomdetektion die Möglichkeit, dynamische Prozesse zu messen, während die Absorptionsabbildung lediglich eine Momentaufnahme darstellt. Eine Messung dynamischer Prozesse mit der Absorptionsabbildung – wie beispielsweise Schwingungen der Schwerpunkts-

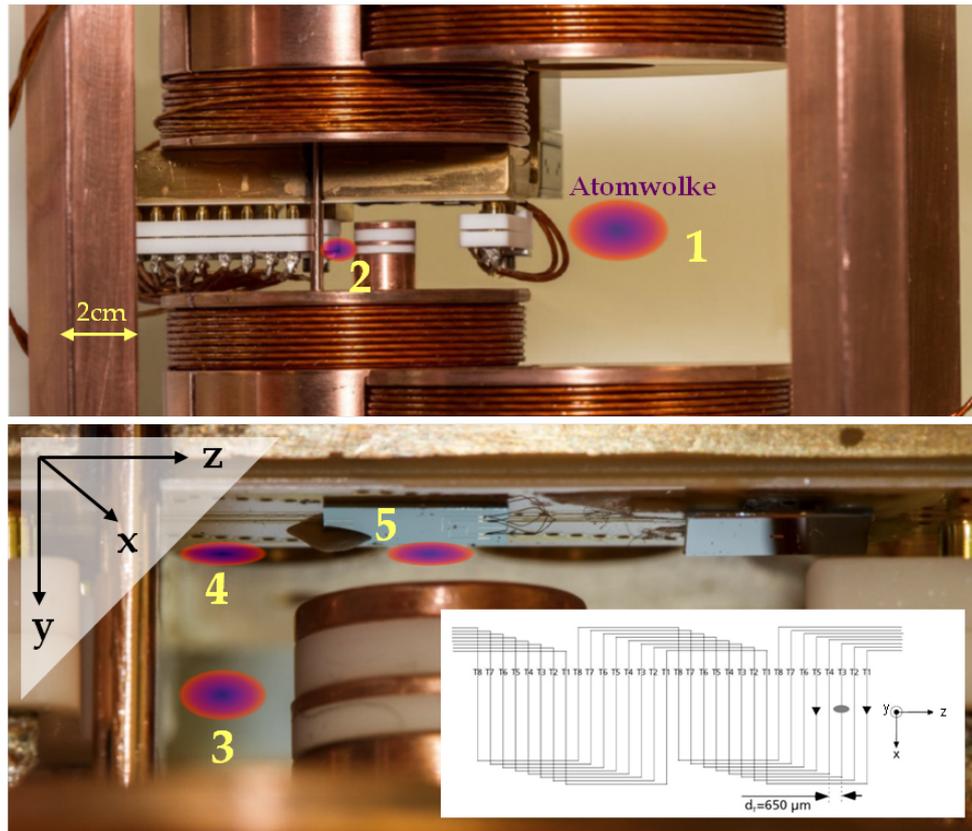


Abbildung 2.3: Experimenteller Zyklus von der MOT bis an den Nanochip. (1) Zunächst werden die Atome in einer MOT gekühlt und gefangen und anschließend über optisches Pumpen in den $5S_{1/2} F = 2, m_F = 2$ Zustand überführt. (2) Dann werden sie in eine Ioffefalle geladen, (3) dort für den Transfer an den Atomchip vorgekühlt. (4) Am Atomchip angekommen, können die Atome mittels des magnetischen Förderbands [1] (5), welches in Kapitel 3.4 kurz erläutert wird, an eine gewünschte Position entlang der Chipoberfläche transportiert werden, z.B. an bestimmte Strukturen auf dem Nanochip, welcher in Kapitel 2.4 näher erklärt wird. Die Grundlage des Förderbandsystems bilden die mäandrierenden Transportleiter, welche in der eingebetteten Grafik schematisch dargestellt sind.

position der Atomwolke – kann lediglich sequentiell erfolgen, d.h. durch wiederholte Aufnahme von Absorptionsbildern zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach Präparation der Wolke¹⁴. Messungen mit der Einzelatomdetektionsmethode setzen voraus, dass die Atome über der Ionenoptik in Abb. 2.2 positioniert werden.

14: Dies lässt sich durch eine variable Haltedauer der Atomwolke in der Magnetfalle am Atomchip realisieren.

Insgesamt dauert ein experimenteller Zyklus ungefähr eine Minute, wobei die maßgeblichen Anteile an der Zyklusdauer die MOT- sowie die Kühlphase in der Ioffefalle beanspruchen.

2.2 MOT-Lasersystem

Für eine dreidimensionale magnetooptische Falle (3D-MOT) werden in diesem Experiment drei gegenläufige Paare von Laserstrahlen, die sogenannten **Kühlstrahlen**, entlang der Hauptachsen der Vakuumkammer (entsprechend der x , y - und z -Achse aus Abb. 2.3) in der geometrischen Mitte des MOT-Spulenpaares überlagert. Diese Strahlenpaare wurden über Strahlteiler aus einer einzigen Laserquelle erzeugt. Es handelte sich dabei um einen TA100 (ein DL pro Lasersystem

15: Entsprechend der sogenannten (doppelten) **Strahltaille** oder *Waist*, welche den $\frac{1}{e^2}$ Durchmesser des gaußförmigen Intensitätsprofils [70] bezeichnet.

16: Dafür wurde ein DL Pro Laser der Firma Toptica verwendet, welcher eine Ausgangsleistung von etwa 50mW aufwies. Das Licht dieses Lasers wurde für verschiedene Zwecke in diesem Experiment verwendet, wie im Folgenden erklärt wird.

mit einem sog. *tapered amplifier*) der Firma Toptica mit einer Ausgangsleistung von etwa 250mW. Die Strahlen werden durch eine Teleskopoptik auf einen Strahldurchmesser von ungefähr 2.5cm aufgeweitet¹⁵. Durch Polarisationsoptiken – sogenannte $\frac{1}{2}$ - und $\frac{1}{4}$ -Platten – wird die Polarisation der Strahlen über ein Polarisationsmessgerät der Firma Schäfter-Kirchhoff auf eine zirkulare Polarisation justiert: rechtzirkular für die beiden horizontal verlaufenden Strahlenpaare und linkszirkular für das vertikal verlaufende Strahlenpaar.

Die Frequenz des Kühllasers wird über eine Schwebung auf die Frequenz eines Referenzlasers¹⁶ stabilisiert, welcher wiederum über eine Frequenzmodulationsspektroskopie auf eine **Cross-over-Resonanz** des Sättigungsspektrums von ^{87}Rb stabilisiert wird, welche um 133MHz rotverschoben gegenüber dem Kühlübergang $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$ ist. Die Frequenz des Kühllasers wird dabei etwa 10MHz rotverschoben zum Übergang gewählt, indem für die Stabilisierung eine Schwebungsfrequenz von 123MHz eingestellt wird. Alle hier besprochenen Übergänge sind im Termschema in Abb. 2.4 zu sehen.

Für den Betrieb einer MOT ist zudem ein magnetisches Quadrupolfeld nötig, welches durch die in Anti-Helmholtz-Konfiguration geschalteten MOT-Spulen aus Abb. 2.3 erzeugt wird. Dabei fließen in den beiden Spulen gegenläufige, aber betragsmäßig gleiche Ströme von jeweils 1A, welche einen Magnetfeldgradienten entlang der Spulenchse von etwa 15G/cm ergeben. Dieses Feld erzeugt eine ortsabhängige Kraft auf die Rubidiumatome, welche rückstellend wirkt, falls sich die Atome aus dem Überlagerungsbereich der drei Strahlenpaare hinausbewegen. Die Kraft auf die Atome ist außerdem geschwindigkeitsabhängig, denn die Atome befinden sich wegen des Dopplereffekts in Resonanz mit dem Strahl, auf den sie sich zubewegen. Dadurch sehen die Atome vermehrt Licht dieses Laserstrahls, was mit der vermehrten Absorption und spontanen Emission von Photonen dieses Strahls verbunden ist [55]. Während die Emission von Photonen ungerichtet erfolgt, werden die Atome auf Grund der gerichteten Absorption von Photonen abgebremst. Der Kühlübergang wurde nach der Eigenschaft ausgewählt, dass die Atome auf Grund der Auswahlregeln für Dipolübergänge nur in den Ausgangszustand zerfallen können, weswegen man von einem geschlossenen **Kühlkreislauf** spricht (s. Abb. 2.4).

Bei diesem Kühlprozess können Atome jedoch offresonant in den $5P_{3/2}, F' = 2$ angeregt werden und von dort in den $5S_{1/2}, F = 1$ Zustand zerfallen, der um 6.835GHz gegenüber dem Kühlübergang verstimmt ist. In diesem Zustand können sie nicht mehr vom Kühllaserlicht beeinflusst werden, was zu Verlusten im Ensemble gekühlter Atome führt. Um dem entgegenzuwirken, ist für den Betrieb einer MOT ein zusätzlicher Rückpumpplaser unerlässlich, welcher den Übergang $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 2$ treibt, von welchem die Atome wieder in den Ausgangszustand für den Kühlübergang zerfallen können. Der Rückpumpplaser führt die verlorengegangenen Atome wieder in den Kühlkreislauf zurück. Das Rückpumplicht stammt aus einem weiteren DL Pro Laser mit einer Ausgangsleistung von 50mW und wird mit den Kühlstrahlen überlagert.

Gemäß der Maxwell-Boltzmann-Verteilung führt die Verringerung der mittleren Teilchengeschwindigkeit v_m der Atome mit Masse m_{Rb} zu

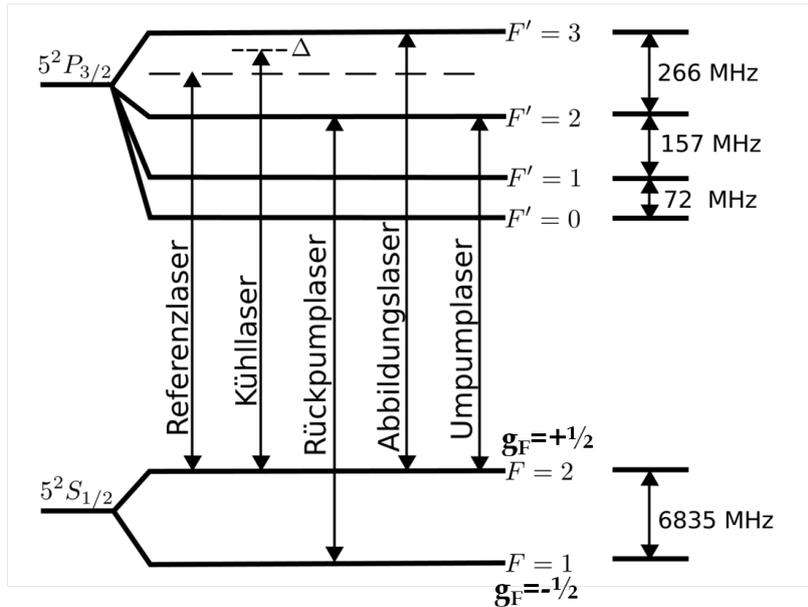


Abbildung 2.4: MOT-Lasersystem und Termschema der ^{87}Rb D2-Linie, entnommen aus der Masterarbeit von Tobias Me-nold [71].

einer geringeren Temperatur T des Ensembles

$$v_m = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_{\text{Rb}}}} \quad (2.2)$$

mit der Boltzmannkonstanten k_B . Das Quadrupolfeld der MOT-Spulen dient zudem dazu, die abgebremsten – also gekühlten – Atome zu speichern.

Nach der 20 Sekunden langen MOT-Phase hat das Ensemble aus gekühlten Rubidiumatomen eine Temperatur von etwa $200\mu\text{K}$. Es folgt eine kurze Phase von optischem Molassekühlen, wobei das Ensemble weiter auf etwa $80\mu\text{K}$ abgekühlt wird [72, 73]. Die Atomzahl in dieser Phase des Experiments liegt bei hinreichend guter Justage aller bisher erwähnten Prozesse typischerweise bei $200 \cdot 10^6$ Atomen.

Da die Atome des Ensembles sich bisher in einer Mischung aller magnetischer Unterzustände des Grundzustands befinden, wird ein sogenannter **Umpumpvorgang** vorgenommen. Dabei wird für eine kurze Zeit von etwa 5ms das Quadrupolfeld der MOT-Spulen durch ein homogenes Feld ersetzt, welches das Spulenpaar in Helmholtzkonfiguration erzeugt. Die Atome sind dann zwar kurzzeitig nicht mehr gefangen und fallen unter Gravitationseinfluss nach unten¹⁷, was jedoch auf Grund der Kürze des Umpumpvorgangs nicht zu nennenswerten Verlusten führt. Die Richtung des Magnetfeldes bestimmt die Quantisierungsachse während des Umpumpvorgangs. Durch Einstrahlen eines σ^+ polarisierten gepulsten Laserstrahls in Richtung des homogenen Feldes mit einer Pulsdauer von $200\mu\text{s}$, welcher auf dem Übergang $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 2$ betrieben wird, werden die Atome in den Zustand $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ überführt. Hierfür reichen kleine Leistungen von etwa 1mW auf einem Strahldurchmesser von etwa 1cm. Das Ensemble ist nun **spin-polarisiert**. Die MOT-Spulen werden im Anschluss wieder in Anti-Helmholtzkonfiguration bei Spulenströmen von 3A mit Magnetfeldgradienten von etwa 45G/cm betrieben, sodass die Atome in einer Magnetfalle gefangen sind.

17: Die Fallstrecke während 5ms beträgt ca. $120\mu\text{m}$.

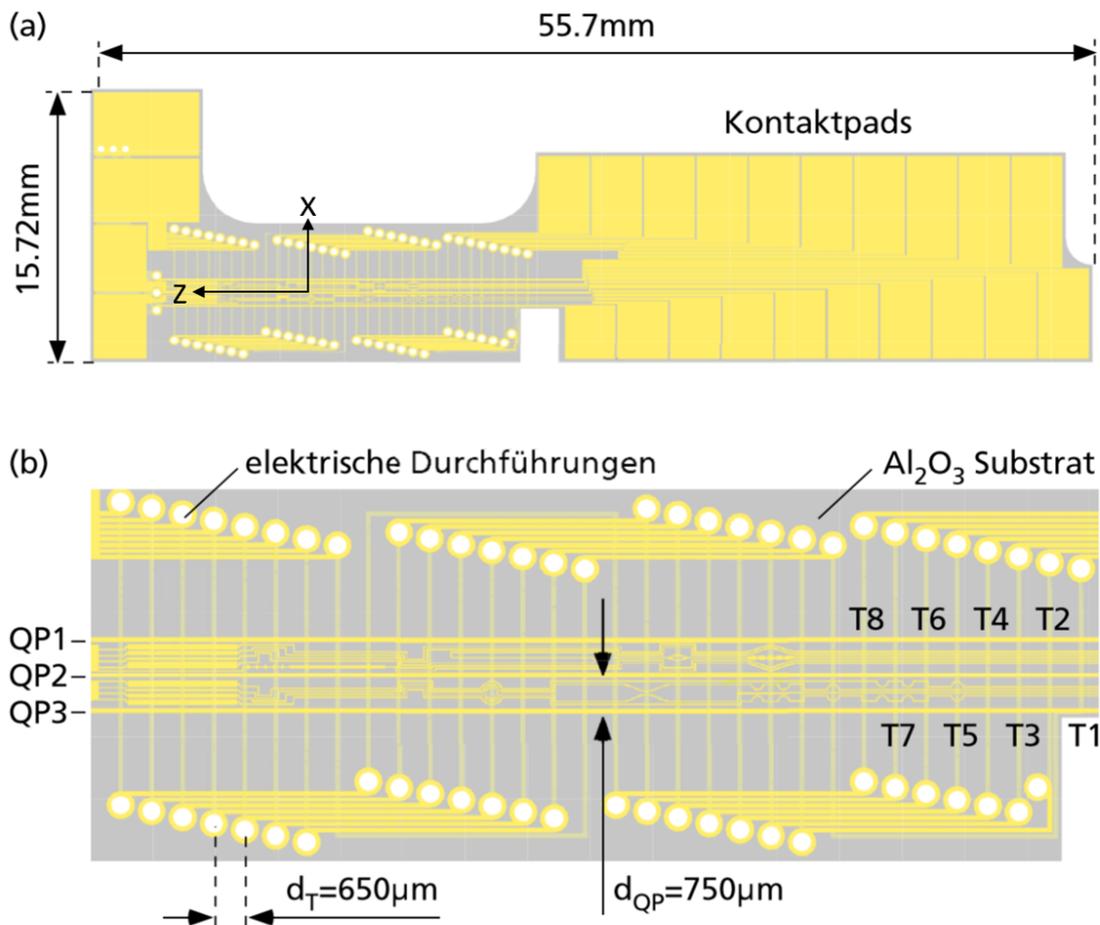


Abbildung 2.5: Das Layout des Atomchips, übernommen aus der Diplomarbeit von Andreas Günther [54]. Auf dem oberen Teil der Abbildung ist der gesamte Atomchip zu sehen, während im unteren Teil des Bildes eine Detailaufnahme des Bereichs dargestellt ist, welcher experimentell von Bedeutung ist. Die großen goldenen Fläche im oberen Teil sind die Kontaktpads der Chipleiter, welche in diesem Experiment über Federkontaktstifte (s. Abb. 2.2) kontaktiert werden. Die entsprechenden Bezeichnungen der Leiter sind im unteren Teil aufgeführt. Sie lassen sich in folgende Kategorien unterteilen: die Quadrupolleiter QP1, QP2 und QP3, die mäandernden Transportleiter T1 - T8 und die Mikrostrukturleiter, welche zwischen den Quadrupolleitern verlaufen. In diesem Experiment wurde für Fallenkonfigurationen ausschließlich der Quadrupolleiter QP2 und die Transportleiter T1 - T8 eingesetzt. QP1 fungiert für verschiedene Messungen in dieser Arbeit (s. z.B. Kap. 5, Kap. 8.2 und Kap. 8.4) als Antenne für Radiofrequenzstrahlung. Die Mikrostrukturleiter wurden hier lediglich zur Kontaktierung des Nanochips eingesetzt und für diesen Zweck vorher durch ein Ritzverfahren durchtrennt.

2.3 Atomchip

Das Layout des Atomchips ist in Abb. 2.5 dargestellt. Es besteht im Wesentlichen aus drei parallel verlaufenden Goldleitern – im Folgenden in Anlehnung an ihre in Kapitel 3.2 beschriebene Funktion als Quadrupolleiter bezeichnet – und acht in mäandernder Weise senkrecht dazu verlaufenden Transportleitern, welche auf einem $250\mu\text{m}$ dicken Aluminiumoxidsubstrat durch ein optisches Lithographieverfahren aufgebracht wurden. Die Goldleiter sind $100\mu\text{m}$ breit und $6\mu\text{m}$ dick. Der Bereich zwischen zwei Transportleitern wird im Folgenden als **Transportleitersegment** bezeichnet. Weitere Informationen sind in den Arbeiten von Andreas Günther zu finden [54, 56].

Die zwischen den Quadrupolleitern verlaufenden Mikrostrukturleiter wurden in früheren Experimenten für die Positionierung von Bose-Einstein-Kondensaten eingesetzt. Im hier beschriebenen Aufbau wur-

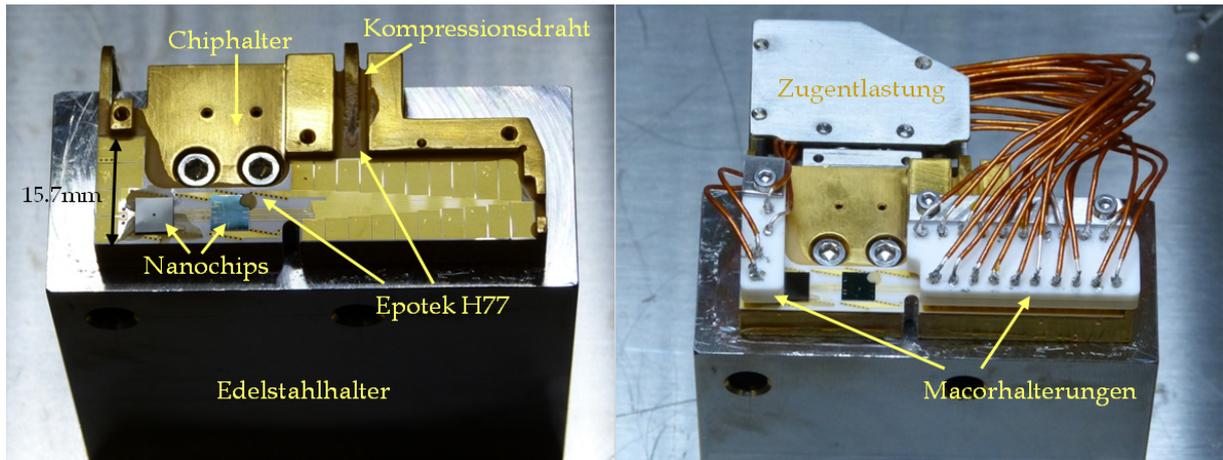


Abbildung 2.6: Aufnahmen des Atomchipzusammenbaus vor dem Einbau in die Vakuumkammer. Zu Montagezwecken wurde der Chiphalter dabei auf einem Edelstahlblock festgeschraubt, welcher für die filigranen Arbeiten wie das Aufkleben der Trägerchips genügend Stabilität bot. Links ist dabei der Aufbau vor, und rechts nach der Montage der Atomchipkontaktierung mitsamt der Zugentlastung zu sehen. Die Federkontaktstifte sind hier nicht zu sehen, dafür aber in Abb. 2.2. Die Deckelplatte der Zugentlastung sorgt dafür, dass die Kabel nicht die Absorptionsabbildung (s. Kap. 4) der Atome am Atomchip blockieren. Auf der linken Seite sind die Nano-chips besser zu erkennen: der linke Trägerchip beinhaltet die poröse Membran, welche für diese Arbeit nicht von Bedeutung ist, der rechte Trägerchip ist der Chip mit den Nanoresonatoren, welcher im Folgenden als Nano-chip bezeichnet wird. Der Nano-chip wurde über den Klebepunkt im rechten oberen Eck fixiert. Ein einseitiges Aufkleben sollte eine mögliche Verspannung des Substrates verhindern.

den sie durch ein Ritzverfahren durchtrennt¹⁸ und lediglich zur Kontaktierung weiterer Strukturen verwendet (s. Kap. 2.4). In Anlehnung an die Geometrie der Leiter wird die Richtung der Quadrupolleiter im Folgenden als **axiale Richtung** bezeichnet, die Richtung der Transportleiter als **transversale Richtung**. Dafür wurde das folgende **Koordinatensystem** gewählt, welches als Grundlage aller Betrachtungen in dieser Arbeit dient, und zur besseren Orientierung in sämtlichen Abbildungen gezeigt wird:

- ▶ Die Richtung des Quadrupolleiters (von links nach rechts z.B. in Abb. 2.3) stellt die (positive) **z-Richtung** dar.
- ▶ Die Gravitationsrichtung (nach unten) stellt die (positive) **y-Richtung** dar.
- ▶ Die zu diesen beiden orthogonale Richtung der Transportleiter in die Bildebene von Abb. 2.3 hinein stellt die (positive) **x-Richtung** dar.

Der Atomchip fungiert als Trägerchip für weitere Chips, welche an definierten Positionen entlang der axialen Richtung montiert werden können. Diese sind durch das Förderbandsystem für die Atome zugänglich. Im hier beschriebenen Aufbau wurden zwei dieser zusätzlichen Chips montiert: ein Chip mit Siliziumnitrid-Nanoresonatoren¹⁹ und ein weiterer Chip mit einer porösen Siliziumnitridmembran. In den Messungen dieser Arbeit wird ausschließlich der **Nano-chip** mit den Nanoresonatoren untersucht. In Abb. 2.6 ist der Atomchip mit den beiden zusätzlichen Chips zu sehen. Diese Aufnahme wurde außerhalb der Vakuumkammer während des Zusammenbaus gemacht. Der Atomchip ist auf einem eigens dafür entworfenen Halter aus OFHC-Kupfer²⁰ mit einer 400 μm dicken Schicht des Zweikomponentenepoxyklebers H77 der Marke Epotek aufgeklebt. Dieser Kleber ist thermisch aber nicht elektrisch leitfähig, da die Transportleiter auf der

18: Dazu wurde ein Diamantritzer durch einen Adapter in einer dreidimensionalen Positionierungsstation bestehend aus drei Mikrometerverschiebetischen eingespannt und die Position der Spitze relativ zum Atomchip durch ein Mikroskop beobachtet. Die Durchtrennung des Leiters erfolgte durch eine kontrollierte Bewegung der Spitze des Diamantritzers senkrecht zur Leiterrichtung über die Leiterfläche hinweg. Der Anpressdruck konnte durch die Kontrolle der vertikalen Position der Spitze eingestellt werden. Eine Durchtrennung des Leiters wurde durch eine Messung des Leiterwiderstandes, welcher während des Ritzens gemessen wurde, sichergestellt.

19: Im Folgenden als **Nano-chip** bezeichnet.

20: OFHC = Oxygen Free High Conductivity

Rückseite des Substrates verlaufen.

Ebenfalls in den Halter eingeklebt wurde der sogenannte Kompressionsdraht mit einem quadratischen Querschnitt der Kantenlänge 2mm, der eine wesentliche Rolle bei der Bildung einer magnetischen Mikrofaller erfüllt (s. Kap. 3.2). Er verläuft parallel zum Leiter QP2 unterhalb des Atomchips in einem Abstand von etwa 1.6mm (bezogen auf die Mitte des Kompressionsdrahts). Der Nanochip wurde ebenfalls mit Epotek H77 an einer Ecke angeklebt, um keine Verspannungen zu verursachen, welche die Funktionalität der Resonatoren beeinträchtigen könnten (s. Kap. 2.4).

21: Batterieladekontakt UEBK-12612

Die Kontaktierung der Leiter des Atomchips erfolgt über einen Satz von Federkontaktstiften der Marke uwe Elektronik²¹, welche zwischen zwei Macorplatten eingespannt wurden, die schließlich am Chiphalter verschraubt wurden. Die angelöteten Kabel wurden in einer eigens dafür entworfenen Zugentlastung zusammengeführt, in welcher die langen Kabel von der elektrischen Vakuumdurchführung kontaktiert wurden. Die Kontaktierung ist in Abb. 2.6 zu sehen.

2.4 Nanochip

Dieses Kapitel beschäftigt sich zunächst allgemein mit zugverspannten Siliziumnitridnanoresonatoren, wobei deren Herstellung und wissenschaftliche Bedeutung kurz umrissen werden, bevor schließlich die Eigenschaften des speziell für dieses Experiment entworfenen Nanochips näher erläutert werden. Ein besonderes Augenmerk gilt dabei neben dem Aufbau des Nanochips dem Konzept der experimentellen Kontrolle der Nanoresonatoren in einer *Proof-of-concept* Demonstration magnetomechanischer Kopplung. Leider kann das Konzept in dieser Arbeit nur vorgestellt, aber nicht demonstriert werden, da die Nanoresonatoren in verschiedenen Aufbaustadien des Experiments zerstört wurden. Schließlich werden in diesem Kapitel noch alternative Möglichkeiten aufgezeigt, wie der Nanochip in diesem Experiment verwendet werden kann.

Herstellung, Form und typische Anwendungen

Der Nanochip, auf dem sich drei goldbeschichtete zugverspannte Resonatoren aus Siliziumnitrid (SiN) befinden, wurde in der Arbeitsgruppe von Professor Eva Weig an der Universität Konstanz hergestellt. Das Verfahren zur Herstellung dieser Strukturen besteht aus einem mehrstufigen Prozess von Ätz- und Lithographietechniken [7]. Parameter zur Prozessierung finden sich in der Dissertation von Maximilian Seitner [74]. Abb. 2.7 zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme (REM) eines Resonators, welcher auf Grund seiner Abmessungen – zumindest bezüglich seines Querschnittes – auch als **Nanoresonator** bezeichnet wird. Ein schematische Darstellung des gesamten Resonators sowie dessen Schwingungsmoden ist in Abb. 2.8 zu sehen. Es ist klar zu erkennen, dass die Resonatoren an einen klassischen Balken erinnern, weswegen sie auch als **Nanobalken** bezeichnet werden.

Beidseitig aufgehängte, zugverspannte Siliziumnitrid-Resonatoren

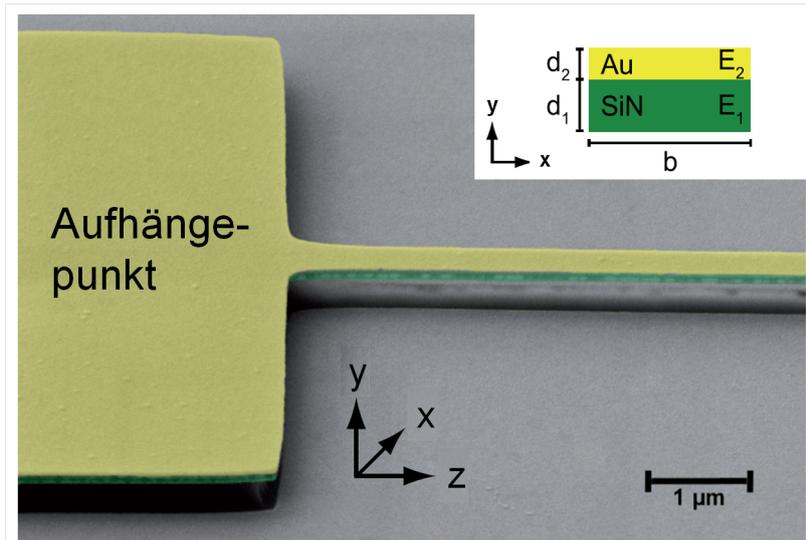


Abbildung 2.7: Eingefärbte REM-Aufnahme eines Nanoresonators, entnommen aus Seitner et al. [7]. Der freistehende Teil des Resonators aus SiN ist grün dargestellt ($d_1 = 100\text{nm}$), während die darüberliegende Goldschicht gelb eingefärbt ist ($d_2 = 50\text{nm}$). Die Aufhängepunkte besitzen Abmessungen im Bereich von etwa $20 - 50\mu\text{m}$, während die Breite der Balken üblicherweise im Bereich von $200 - 800\text{nm}$ liegen.

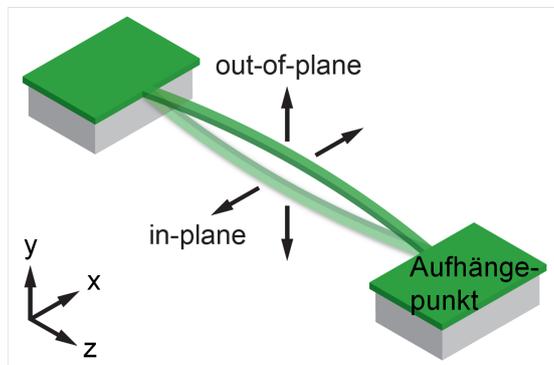


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung eines Nanobalkens, entnommen aus der Dissertation von Maximilian Seitner [74]. Durch das Herstellungsverfahren entstehen erhabene Strukturen aus goldbeschichtetem SiN. Zwischen den beiden Inseln der Aufhängepunkte verläuft der unterätzte und somit freistehende Resonator, der in seiner Erscheinungsform Ähnlichkeiten mit einem klassischen flexiblen Balken hat. Der Resonator kann unter Anregung sowohl in der Balkenebene (*in-plane*), als auch aus der Balkenebene heraus (*out-of-plane*) schwingen.

können einerseits für Studien an vollständig klassischen Zweiniveausystemen mit einstellbarer Kopplung eingesetzt werden, an welchen dieselbe Physik wie bei quantenmechanischen Zweiniveausystem untersucht werden kann [75, 76]. Als Vertreter sogenannter NEMS (engl. *Nano Electro Mechanical System*) [77] sind andererseits auch Anwendungen als ultrasensitive Ladungs- und Massensensoren denkbar [78–80]. Die hier besprochenen Nanoresonatoren zeichnen sich durch ihre sehr hohen Güten von bis zu 100.000 ohne Goldbeschichtung und bis zu 20.000 mit Goldbeschichtung aus [7, 81, 82]. Die Resonanzfrequenz ist durch die Länge des Balkens definiert und liegt typischerweise im Bereich weniger MHz [7].

Layout des Nanochips

Die Anordnung der drei Resonatoren auf dem Nanochip sowie dessen gesamtes Layout und Orientierung relativ zu den Strukturen des Atomchips sind in Abb. 2.9 dargestellt. Der Nanochip wurde bewusst so aufgeklebt, dass Balken 1 nicht direkt über QP2 liegt. Ursprünglich waren Balken 1 und 2 funktionsfähig. Da Balken 1 von Anfang an die interessanteste Struktur war (s. Tabelle 2.1), wurde er an bevorzugter Stelle aufgeklebt – allerdings unter Berücksichtigung dessen, dass Messungen an Balken 2 ebenfalls technisch möglich sein sollten.

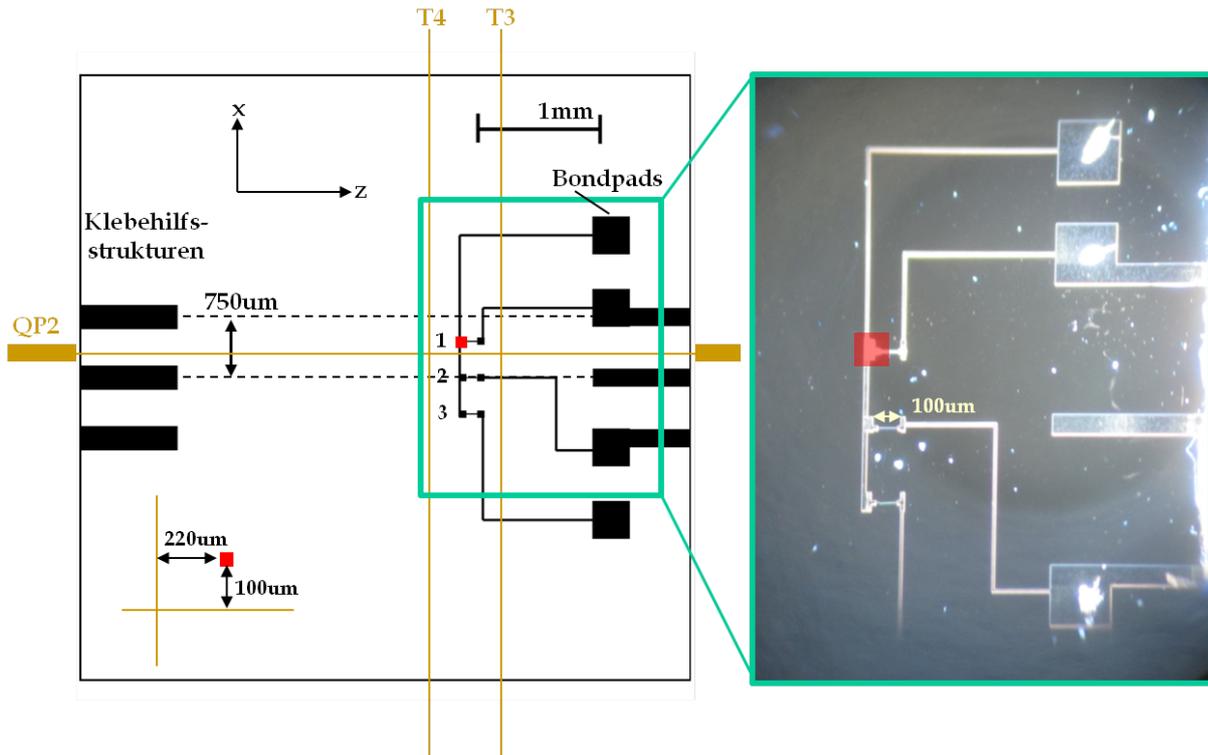


Abbildung 2.9: Layout des Nanochips mit den drei Resonatoren, links schematisch dargestellt, rechts als Mikroskopaufnahme mit zehnfacher Vergrößerung (Basis der schematischen Zeichnung übernommen aus der Masterarbeit von Malte Reinschmidt [83]). Der in der Arbeitsgruppe von Professor Eva Weig für uns angefertigte Nanochip beherbergt drei Siliziumnitrid-Nanobalken, welche hier der Einfachheit halber als Balken 1, 2 und 3 bezeichnet werden. Die schwarze Fläche auf der rechten Seite ist das Siliziumsubstrat des verwendeten Wafers. Die Goldstrukturen wurden über Elektronenstrahlolithographie aufgebracht. Da durch den langwierigen und hochsensiblen Prozess der Inbetriebnahme der Resonatoren in diesem Experiment leider alle Resonatoren kaputt gingen, sind für diese Arbeit vor allem Oberflächenbeschaffenheiten von Bedeutung. Als größere metallische Oberfläche stechen die Aufhängepunkte der Balken hervor. Als besonderer Interessenspunkt wurde der T4 zugewandte Aufhängepunkt von Balken 1 rot markiert. Diese sind nach wie vor intakt, wie in Abb. 2.13 gezeigt wird. Für das Aufkleben auf dem Atomchip wurden drei Goldstreifen als Hilfsstrukturen mitaufgebracht, welche an den drei Quadrupolleitern orientiert werden sollten. Sie haben somit einen Abstand von $d_{QP} = 750\mu\text{m}$ (vgl. Abb. 2.5), während die Balken jeweils $1/2 \cdot d_{QP} = 375\mu\text{m}$ voneinander entfernt sind. Weitere auffällige Strukturen sind die Kontaktpads, auf denen man die Aluminiumbonds im rechten Bild gut erkennen kann (überbelichtete unregelmäßige Strukturen auf den Pads), und die Zuleitungen zu den Resonatoren.

22: Davon entfallen 100nm auf das Siliziumnitrid und 50nm auf die Goldschicht.

23: Zu große Stromdichten führen zu einer mechanischen Zerstörung der Nanoresonatoren (Durchbrennen). Selbstverständlich konnte diese Schwelle nicht gemessen, sondern nur abgeschätzt werden. Dafür wurde für einen definierten Strom über den Resonator die zugehörige Spannung gemessen. Sobald diese Spannungsmessung eine Instabilität in Form von Drifts oder größeren Schwankungen aufwies, wurde dies als Indiz einer Annäherung den maximalen Strom betrachtet, welcher zur Zerstörung des Balkens führen würde.

Die Balken sind $100\mu\text{m}$ bzw. $105\mu\text{m}$ lang, 150nm dick²² und 800nm (Balken 1) bzw. 250nm (Balken 2) breit. Der auf Grund der Abmessungen größere Goldquerschnitt von Balken 1 kommt den elektrischen Eigenschaften zu Gute, wie in Tabelle 2.1 aufgeführt wird. Die folgenden Eigenschaften der Resonatoren sind in dieser Tabelle zu finden: Länge L , Resonanzfrequenz der Fundamentalmode f_0 , Güte Q , elektrischer Widerstand R , geschätzter Maximalstrom I_{max} sowie die sich daraus ergebende maximale Stromdichte J_{max} ²³. Eine elektrische Kontaktierung der Nanobalken ist über die vier aufgetragenen Kontaktpads möglich (s. Abb. 2.9). Diese wurden über Aluminiumbonddrähte mit den durchtrennten Mikrostrukturleitern verbunden, was in Abb. 2.10 detailliert dargestellt ist.

Um eine Atomwolke gezielt mit einer auf dem Nanochip aufgetragenen Struktur wechselwirken lassen zu können, ist ein präzises Verständnis der Position einer Atomwolke relativ zur Struktur notwendig. Bevor in Kapitel 7 ein Verfahren demonstriert wird, welches dies möglich macht, kann man an Hand von Abb. 2.9 bzw. Abb. 2.11 bereits die Orientierung der Struktur relativ zu den Transportleitern gut ab-

Parameter	Balken 1	Balken 2
L [μm]	100	105
f_0 [MHz]	1.469	1.203
Q	10.000	20.000
R [$k\Omega$]	1.8	4.7
I_{max} [μA]	150	30
J_{max} $\frac{\text{A}}{\text{mm}^2}$	2.4	3.75

Tabelle 2.1: Eigenschaften der Nanobalken

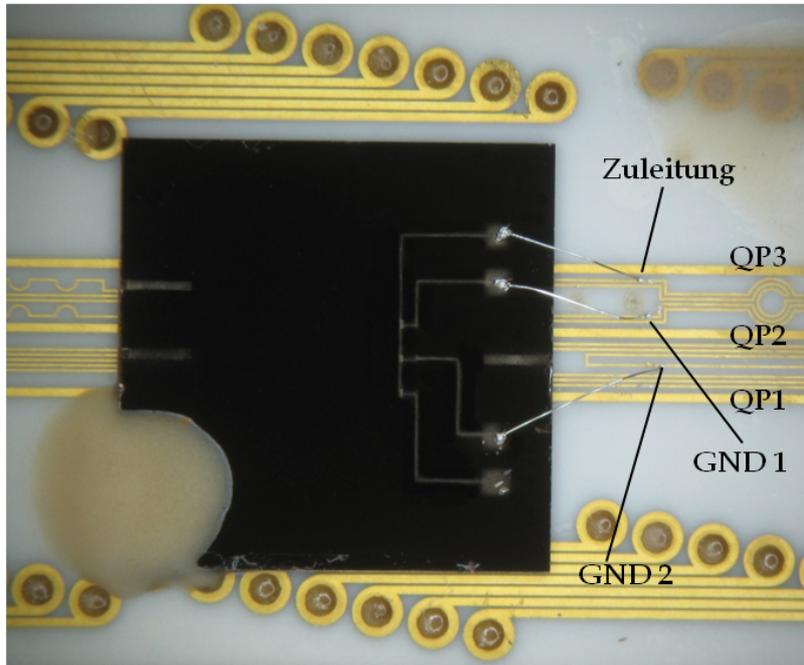


Abbildung 2.10: Elektrische Kontaktierung der Nanobalken über Aluminiumbonddrähte auf die durchtrennten Mikrostrukturleiter. Es wurden lediglich Balken 1 und 2 kontaktiert, welche eine gemeinsame Zuleitung, aber zwei verschiedene Massen besitzen.

schätzen. Anhang E.1 wird diese Abschätzung bestätigen. Als Orientierungspunkt dient der in Abb. 2.9 rot eingefärbte Aufhängepunkt von Balken 1. Er scheint ziemlich genau auf einem Drittel der Strecke zwischen T4 und T3 zu liegen – d.h. bei einem Abstand von etwa $220\mu\text{m}$ von Transportleiter T4 – mit einem leichten Versatz von $100\mu\text{m}$ in der transversalen (x-) Richtung in Bezug auf den Quadrupolleiter QP2 in Richtung von QP1 (dem oberen Quadrupolleiter). Diese Einschätzung wird in Kapitel E.1 verifiziert.

Experimentelle Kontrolle der Nanoresonatoren

Für die experimentelle Kontrolle der Nanoresonatoren ist sowohl deren Anregung als auch das Auslesen der Anregung von Bedeutung. Dies wurde in der Masterarbeit von Malte Reinschmidt [83] untersucht.

Eine mechanische Anregung der Balken ist über einen piezoelektrischen Kristall vorgesehen, welcher seitlich am Chiphalter angebracht wurde. Die Anregung der Schwingung wird über ein Fabry-Perot-Interferometer nachgewiesen. Dabei wird ein Laserstrahl²⁴ senkrecht auf den Nanobalken justiert, welcher teils vom Substrat und teils vom schwingenden Balken reflektiert wird. An einer Photodiode wird die Interferenz der beiden Teilstrahlen gemessen. Über einen Lock-

²⁴: Es wurde ein nicht frequenzstabilisierter Eigenbaulaser in Littrow-Konfiguration [84] mit einer Wellenlänge von 780nm und einer Leistung von 1mW verwendet.

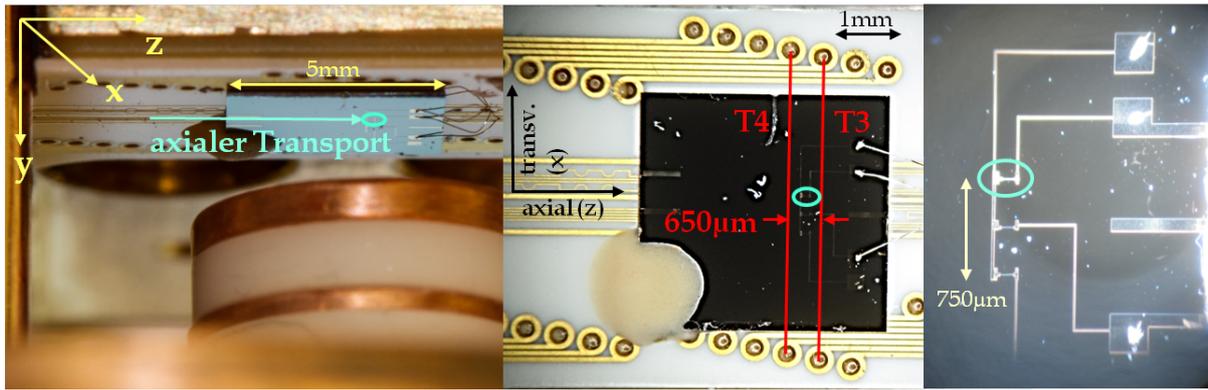


Abbildung 2.11: Orientierung der Nanostruktur relativ zu den Quadrupol- und Transportleitern des Atomchips. Zunächst werden die Atome durch das Förderbandsystem entlang der Atomchipoberfläche in axialer Richtung bewegt und in die Nähe der relevanten Strukturen auf dem Nanochip befördert, welche hellblau eingekregelt dargestellt sind. Die Mikroskopaufnahme – noch vor dem Zusammenbau des Vakuumgerüsts aus Kapitel 2.3 mit fünffacher Vergrößerung aufgenommen – in der Mitte kennzeichnet das Transportleitersegment des Atomchips zwischen T4 und T3, in welchem die Struktur auf dem Nanochip zu finden ist. Rechts in der Abbildung ist die entsprechende Struktur in der Aufnahme aus Abb. 2.9 hervorgehoben.

in-Verstärker kann die Signalstärke des Interferenzsignals gegenüber der anregenden Frequenz gemessen werden. Bei bekannter Fundamentalfrequenz des Balkens kann somit die Schwingung des Balkens verifiziert und auch charakterisiert werden.

Als Anhaltspunkt für die Justage des Interferometerstrahls wurde eine Weißlichtabbildung installiert. Im Rahmen der Masterarbeit wurde dafür eine Optik entwickelt, welche die Abbildung der Nanochipoberfläche in der Vakuumkammer erlaubt. Der gesamte Testaufbau aus der Masterarbeit von Malte Reinschmidt ist in Abb. 2.12 zu sehen.

Beide Strahlengänge – der Interferometerstrahl und die Weißlichtabbildung – verlaufen im Hauptexperiment in vertikaler (y-) Richtung durch die bereits aus Abb. 2.2 bekannte Ionenoptik, deren Funktion in Kapitel 4.2 näher beschrieben wird. Der Interferometerstrahl und das Weißlicht werden jeweils am Nanochip reflektiert und gelangen außerhalb der Kammer schließlich zu einer Photodiode bzw. zu einer CCD-Kamera.

Um die Einzelatomdetektion aus Kapitel 4.2 an der Stelle der Nanobalken nutzen zu können, muss sichergestellt sein, dass die zu untersuchenden Strukturen sich über der Ionenoptik befinden. Somit lässt sich mit Hilfe der Weißlichtabbildung die Ausrichtung des Vakuumaufbaus überprüfen. Der limitierende Faktor sowohl für die Abbildung als auch für die Ausrichtung der Nanostrukturen ist die Öffnung des sogenannten **Ionenlochs** am oberen Ende der Ionenoptik (s. Abb. 4.2), welches einen Durchmesser von nur 1mm besitzt.

Abb. 2.13 zeigt die Abbildung der Nanochipoberfläche im Vakuum im Vergleich zur Mikroskopaufnahme während des Zusammenbaus. Dass der Kontrast des Bildes so schlecht ist, liegt an den sehr geringen Intensitäten des Weißlichtes, welches von der Nanochipoberfläche reflektiert wird²⁵. Die Unschärfe der Abbildung ist dadurch begründet, dass die zur Abbildung notwendige Linse im Vakuum in ihrer Halterung Spiel hatte, und dass die Weißlichtabbildung nicht dafür ausgelegt war, die Änderungen in der optischen Weglänge der Abbildung zu kompensieren, die sich durch die Montage des Chipzusammenbaus ergaben.

25: Das Siliziumsubstrat besitzt in dem verwendeten Wellenlängenbereich eine Reflektivität zwischen 30% und 50% (blaues Licht).

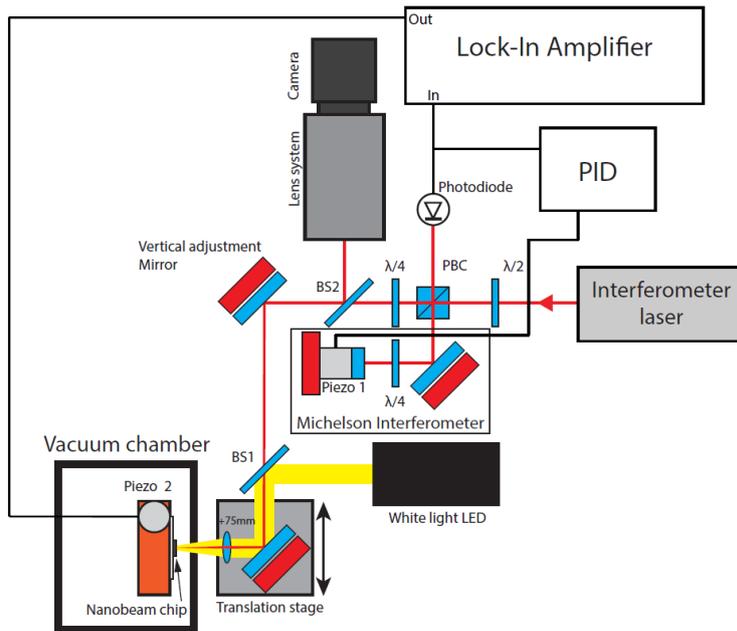


Abbildung 2.12: Das Konzept zum Nachweis der Balkenschwingung (entnommen aus der Masterarbeit von Malte Reinschmidt [83]), welches in der Masterarbeit von Malte Reinschmidt [83] für einen Testaufbau entwickelt, und dann später im hier beschriebenen Experiment aufgebaut wurde. Es wurden grundsätzlich zwei Arten der Interferometrie getestet: das oben beschriebene Fabry-Perot-Interferometer und das Michelson-Interferometer. Für das hier beschriebene Experiment wird das Fabry-Perot-Interferometer eingesetzt.

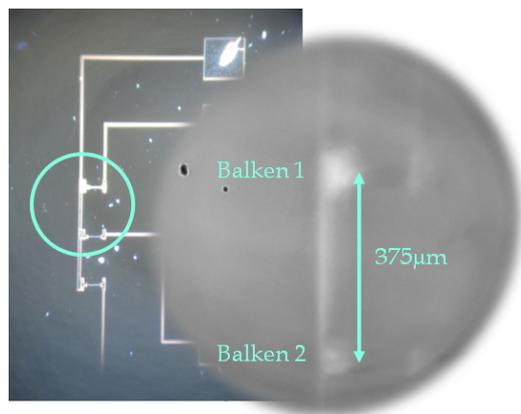


Abbildung 2.13: Abbildung der Nanochipoberfläche durch die Ionenoptik (rechts) im Vergleich zur Mikroskopabbildung vor Einbau in die Vakuumkammer (links). Die in-vacuo-Abbildung wurde aufgenommen, nachdem die Zerstörung von Balken 1 bekannt war. Die Goldstrukturen der Zuleitungen und der Aufhängepunkte scheinen also davon unbehelligt geblieben zu sein.

Verwendung des Nanochips: Modulierte Oberflächenparameter

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente ist das Schwingungsverhalten der Balken nicht weiter relevant. Die Nanochipoberfläche wird im Weiteren als Ansammlung von Goldstrukturen oder "Goldschablone" verwendet, welche eine lokalisierte Modulation der Oberflächenparameter hinsichtlich der Leitfähigkeit verursacht.

Atome in magnetischen Mikrofallen

3

Sobald die Atome sich im spin-polarisierten Zustand $F = 2, m_F = 2$ befinden, werden sie im weiteren Verlauf des Experimentes bis zum experimentellen Nachweis nur noch mit Hilfe von Magnetfeldern manipuliert und positioniert. Da sämtliche Messungen dieser Arbeit am Atomchip durchgeführt wurden, wird im Folgenden insbesondere auf die Entstehung und Charakterisierung der Fallen am Atomchip eingegangen. Auf Grund der Abmessungen der Leiter und der Abstände der Fallen zur Oberfläche des Chips, spricht man hier von sogenannten **Mikrofallen**.

3.1 Magnetische Speicherung von Atomen 27
 3.2 Das Prinzip einer Mikrofalle 28
 3.3 Simulation der Fallen 33
 3.4 Axialer Einschluss und axiale Positionierung 35

3.1 Magnetische Speicherung von Atomen

Die Wechselwirkung von ^{87}Rb Atomen in statischen Magnetfeldern \vec{B} lässt sich durch den Hamiltonian

$$\hat{H}_m = -\hat{\mu} \cdot \vec{B} \quad (3.1)$$

beschreiben, welcher der Wechselwirkungsenergie eines magnetischen Moments $\hat{\mu}$ ²⁷ des Einelektronensystems im externen Magnetfeld entspricht. Im Falle kleiner Magnetfeldstärken im Bereich weniger Gauß ist der Wechselwirkungsterm aus Gleichung 3.1 klein gegenüber der Kopplung von Elektronen-²⁸ und Kernspin. Der Gesamtdrehimpuls

27: $\hat{\mu}$ ist dabei ein quantenmechanischer Operator.

28: Für den Grundzustand von ^{87}Rb gilt $\vec{J} = \vec{S}$, da $\vec{L} = 0$.

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J} \quad (3.2)$$

präzediert langsam um die Achse des Magnetfeldes, welche als Quantisierungsachse gewählt wird. Die potentielle Energie des zugehörigen magnetischen Moments $\hat{\mu}$ lässt sich schreiben als

$$U_{mag} = \hat{\mu} \cdot \vec{B} \quad (3.3)$$

$$= -g_F \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{F} \cdot \vec{B} \quad (3.4)$$

$$= g_F m_F \mu_B |\vec{B}|. \quad (3.5)$$

Dabei ist

$$g_F = \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \cdot g_J \quad (3.6)$$

mit $g_J = g_S \approx 2$ der Landé-Faktor des Gesamtdrehimpulses [53], μ_B das Bohrsche Magneton und m_F die – quantisierte – Projektion des Gesamtdrehimpulses auf die Quantisierungsachse. Gleichung 3.5 ist nur dann erfüllt, wenn das sogenannte **Adiabatizitätskriterium** [85]

$$\omega_L \ll \frac{1}{\omega_L} \frac{d\omega_L}{dt} \quad (3.7)$$

für die Larmorfrequenz $\omega_L = \frac{g_F \mu_B |\vec{B}|}{\hbar}$ gilt, mit welcher $\hat{\mu}_F$ um die Magnetfeldachse präzediert. Wenn ein Atom sich durch das Magnetfeld bewegt, ändert sich der Betrag und die Richtung des Magnetfeldes und somit auch die Larmorfrequenz. Falls die Präzession langsam gegenüber ihrer Änderung ist, so kann das magnetische Moment der lokalen Richtung des Magnetfeldes adiabatisch folgen. m_F bleibt erhalten und U_{mag} lässt sich wie in Gleichung 3.5 schreiben.

Eine Speicherung von Atomen ist nun also in einem Potentialminimum von U_{mag} möglich. Da magnetostatische Felder im freien Raum keine Maxima des Feldbetrages besitzen können [86], ergibt sich ein Potentialminimum lediglich für Zustände $g_F m_F > 0$ in einem lokalen Minimum von $|\vec{B}|$ [87]. Entsprechende Zustände werden auch *low-field seeker* genannt. Im Gegensatz dazu werden Zustände mit $g_F m_F < 0$ als *high-field seeker* bezeichnet.

3.2 Das Prinzip einer Mikrofalle

Die Mikrofalle wird im hier beschriebenen Experiment zunächst durch gegenläufige Ströme im mittleren Quadrupolleiter QP2 (vgl. Abb. 2.5) I_Q und im Kompressionsdraht I_K erzeugt. Abb. 3.1 zeigt eine Querschnittsskizze der Leiter sowie das bereits aus Kapitel 2.3 bekannte gewählte Koordinatensystem, das als Grundlage für alle folgenden Berechnungen verwendet wird. Dabei wird die x-y-Ebene, welche senkrecht auf der axialen Richtung steht, im Folgenden als **transversale Ebene** bezeichnet.

Das vektorielle Gesamtmagnetfeld \vec{B}_{QK} in der betrachteten Ebene setzt sich aus dem Feld des Quadrupolleiters \vec{B}_Q und des entsprechend Abb. 3.1 um d_K in negative y-Richtung versetzten Kompressionsdrahtes²⁹ \vec{B}_K zusammen

$$\vec{B}_{QK} = \vec{B}_Q + \vec{B}_K \quad (3.8)$$

$$\vec{B}_Q = \frac{\mu_0 I_Q}{2\pi} \frac{1}{x^2 + y^2} \begin{pmatrix} y \\ -x \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

$$\vec{B}_K = \frac{\mu_0 I_K}{2\pi} \frac{1}{x^2 + (y + d_K)^2} \begin{pmatrix} y + d_K \\ -x \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Die Felder des Quadrupolleiters und des Kompressionsdrahtes kompensieren sich über den Leitern in einem bestimmten vertikalen Abstand y_F zur Oberfläche des Atomchips. Aus Symmetriegründen muss der Kompensationspunkt der Felder von Quadrupolleiter und Kompressionsdraht direkt über den Leitern liegen ($x = 0$). y_F lässt sich aus der Bedingung berechnen, dass die Komponente $B_{QK,y}$ verschwinden muss

$$|B_{QK,y}(y_F)| = -\frac{\mu_0 I_Q}{2\pi y_F} + \frac{\mu_0 I_K}{2\pi (y_F - d_K)} \quad (3.11)$$

$$= 0, \quad (3.12)$$

d.h.

29: Ein Verfahren zur Bestimmung von d_K wurde in der Dissertation von Michael Gierling [57] vorgestellt. Für den hier beschriebenen experimentellen Aufbau wurde dieses Verfahren ebenfalls durchgeführt. Ergebnisse finden sich an späterer Stelle in Kapitel 7.1.

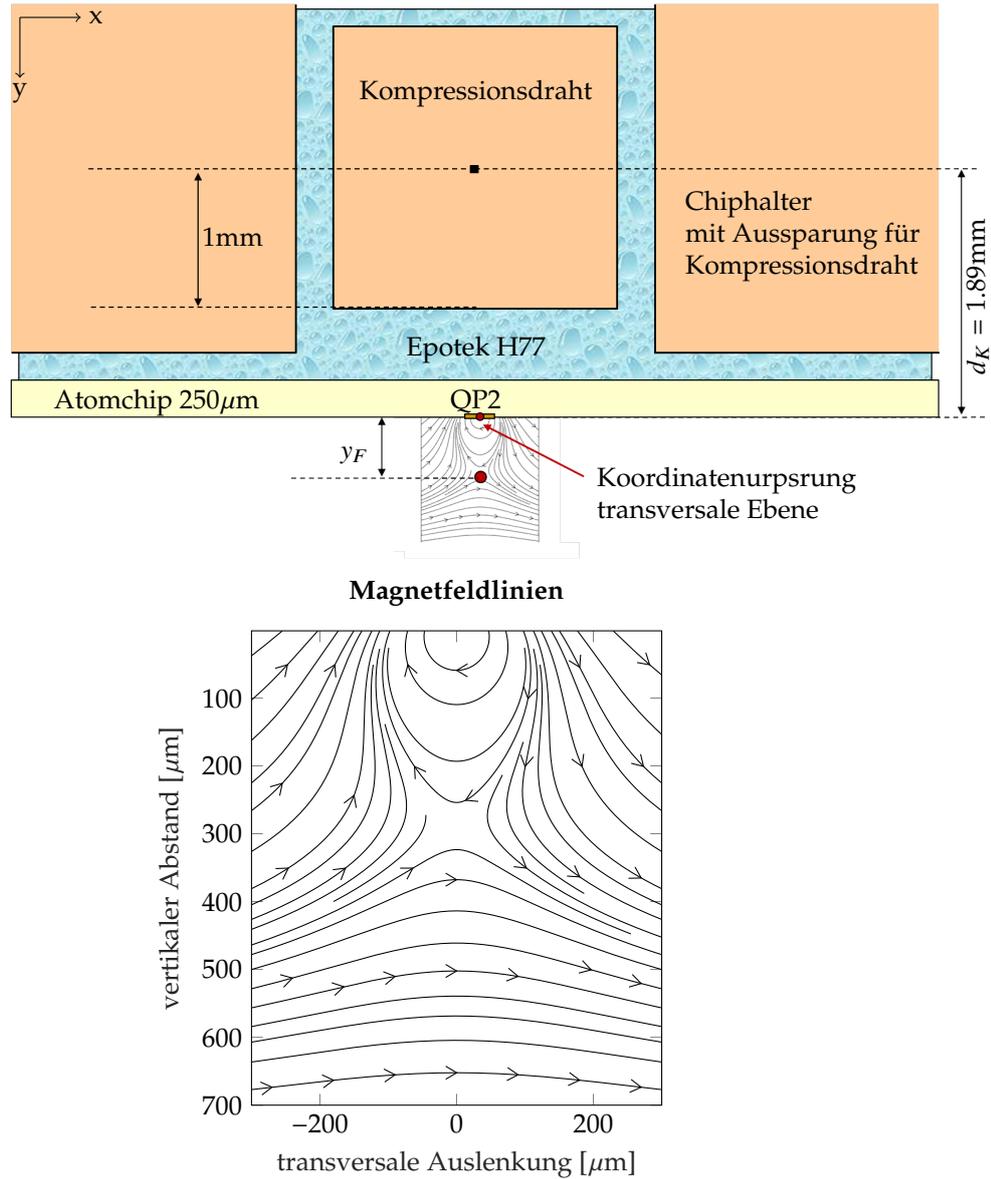


Abbildung 3.1: Prinzip der Mikrofalle in diesem Experiment. Oben sind der Kompressionsdraht, welcher mit dem elektrisch nicht leitfähigen Epoxy-Kleber Epotek H77 in eine Aussparung des Atomchiphalters geklebt wurde, und der Atomchip mit dem Quadrupolleiter QP2 dargestellt. Zwischen der Klebefläche des Chiphalters und dem Atomchip befindet sich ebenfalls eine unbekannte Klebeschichtdicke. Der Gesamtabstand zwischen dem Zentrum des Kompressionsdrahts und der Oberfläche des Quadrupolleiters beträgt d_K und wird in Kapitel 7.1 zu 1.89mm bestimmt. Fließen durch den Kompressionsdraht und den Quadrupolleiter gegenläufige Ströme, so entsteht an jeder axialen (z -) Position ein Feld in der dargestellten Form (oben maßstabsgetreu, unten noch einmal vergrößert zwecks besserer Übersicht), welches in der Nähe des Fallenzentrums eine ähnliche Charakteristik wie ein zweidimensionaler magnetischer Quadrupol aufweist. Auf Grund der Translationsinvarianz dieser Feldkonfiguration in axialer Richtung spricht man auch von einem linearen Quadrupol oder Quadrupolkanal.

$$y_F = \frac{d_K}{\frac{I_K}{I_Q} - 1} \tag{3.13}$$

Insgesamt entsteht in der transversalen Ebene ein Magnetfeld, dessen Feldlinien in Abb. 3.1 zu sehen sind.

Der entstandene Einschluss des Magnetfeldbetrags in vertikaler (y -) Richtung ist durch die schwarze Kurve in Abb. 3.2 dargestellt. Der vertikale Abstand ist dabei stets in Bezug auf die Atomchipoberfläche angegeben. In der Nähe des Minimums des Magnetfeldbetrags

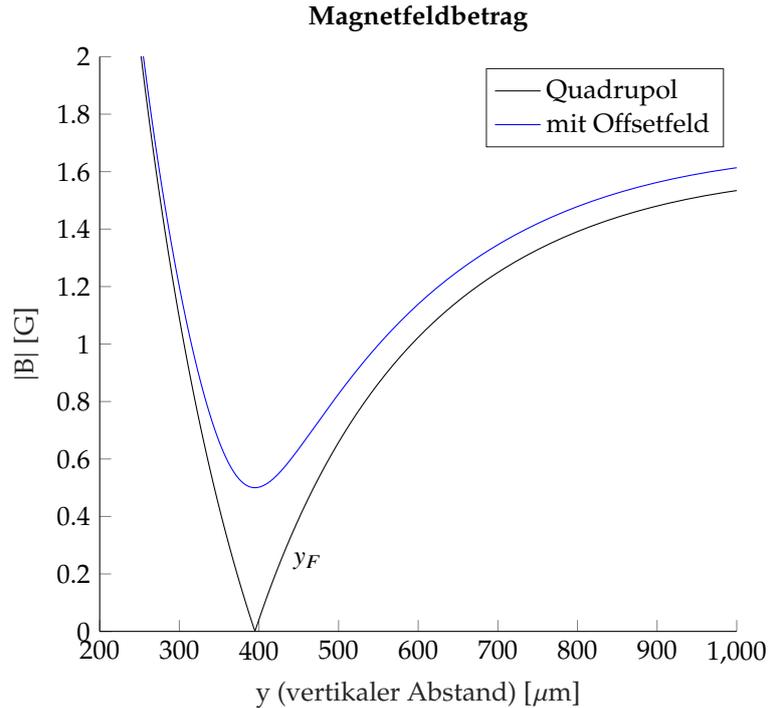


Abbildung 3.2: Magnetfeldbetrag in Abhängigkeit des vertikalen Abstands von der Atomchipoberfläche y .

bei y_F besitzt die schwarze Kurve die Charakteristik eines radialen **Quadrupolmagnetfeldes** mit dem Feldgradienten a_r

$$|\vec{B}_F| \approx a_r \cdot r \quad (3.14)$$

mit $r = \sqrt{x^2 + (y - y_F)^2}$. Da man den Quadrupolleiter und den Kompressionsdraht in guter Näherung als unendlich lange Leiter betrachten kann, ist der Abstand des Kompensationspunktes von der Oberfläche lediglich von den Strömen I_Q und I_K abhängig und somit translationsinvariant entlang der axialen Richtung – d.h. unabhängig von der Wahl der betrachteten transversalen Ebene. Es entsteht also ein sogenannter **linearer Quadrupol** oder **Quadrupolkanal** entlang der Richtung der Leiter (z- oder axiale Richtung).

Würden die Atome nun in einer Falle gefangen, die in der transversalen Ebene durch einen solchen linearen Quadrupol charakterisiert ist, so hätte dies erhöhte Atomzahlverluste durch sogenannte **Majorana-Spinflips** [64, 65] zur Folge³⁰. Deshalb wird zusätzlich zum Feld des Quadrupolleiters und des Kompressionsdrahtes ein sogenanntes **Offsetfeld** \vec{B}_0 angelegt. Dieses Feld setzt sich aus zwei Komponenten zusammen: dem Feld eines Spulenpaares, welches außen an der Vakuumkammer befestigt ist, und in Helmholtz-Konfiguration betrieben wird, und dem Feld der Transportleiter. Insgesamt kann man das Offsetfeld im betrachteten Bereich der Vakuumkammer in guter Näherung als homogen in axialer (z-) Richtung annehmen $\vec{B}_0 = B_0 \hat{e}_z$. Die Transportleiter sorgen zusätzlich auch für einen axialen Einschluss der Mikrofaller. Die Atome könnten sich sonst im linearen Quadrupol frei bewegen und wären somit nicht in allen Dimensionen gefangen. Die Komponenten des Magnetfeldes der Transportleiter in x- und y-Richtung werden hier zunächst der Einfachheit halber vernachlässigt. In Kapitel 7.1 werden stattdessen Streufelder in x- und y-Richtung

30: Bei einem Durchgang durch das Zentrum des Quadrupolkanals durchqueren die Atome einen Nullpunkt des Magnetfeldbetrags. Dabei verlieren sie ihre Quantisierungsachse und können einen Übergang in andere magnetische Unterzustände machen, da diese entartet sind. Wie im Anschluss gezeigt wird, können nicht alle magnetischen Unterzustände mit der gegebenen Magnetfeldkonfiguration gefangen werden, weshalb Atome verloren gehen, die sich einem entsprechenden Zustand befinden.

betrachtet, welche den entsprechenden Beitrag der Transportleiter mitberücksichtigen können.

Insgesamt gilt für das Fallenmagnetfeld

$$\vec{B}_F = \begin{pmatrix} B_{QK,x} \\ B_{QK,y} \\ B_0 \end{pmatrix}, \quad (3.15)$$

wobei die Feldstärke des Offsetfeldes B_0 aus einer später vorgestellten Kalibrationsmessung bestimmt werden kann. Sie beträgt in diesem Experiment typischerweise 1-2G.

Gemäß Gleichung 3.5 ist das Fallenpotential für die Atome in der Mikrofalle durch den Magnetfeldbetrag gegeben. Das Gesamtpotential U_{tot} für die Atome berücksichtigt zusätzlich noch die Gravitation für ein ^{87}Rb Atom der Masse m_{Rb}

$$U_{tot}(x, y, z) = U_{mag} + U_{grav} \quad (3.16)$$

$$= g_F m_F \mu_B |\vec{B}_F| - m_{Rb} g y. \quad (3.17)$$

Nur *low-field seeker* $g_F m_F > 0$ können in einem lokalen Minimum von $|\vec{B}_F|$ gefangen werden. Man bezeichnet sie als **gefangene Zustände**, falls das Gesamtpotential ein lokales Minimum besitzt.³¹ Im Gegensatz dazu sind Zustände mit $m_F = 0$ **ungefangene Zustände** und Zustände mit $g_F m_F < 0$ **antigefangene Zustände**.

31: Für bestimmte Kombinationen von I_Q und I_K besitzt das Gesamtpotential U_{tot} unter Berücksichtigung der Gravitation kein lokales Minimum. Ein Beispiel folgt später in Kapitel 8.2.

Mit den Gleichungen 3.14 und 3.15 lässt sich das Fallenpotential in der Nähe des Fallenminimums wie folgt parabolisch nähern

$$U_{mag} = g_F m_F \mu_B |\vec{B}_F| \quad (3.18)$$

$$= g_F m_F \mu_B \sqrt{a_r^2 (x^2 + (y - y_F)^2) + B_0^2} \quad (3.19)$$

$$\approx g_F m_F \mu_B \left(B_0 + \frac{1}{2} \frac{a_r^2}{B_0} (x^2 + (y - y_F)^2) \right), \quad (3.20)$$

wobei es sich in Gleichung 3.20 um eine Taylorentwicklung handelt. Setzt man dies mit dem Potential eines harmonischen Oszillators der Masse m_{Rb} gleich

$$U_{harm}(x) = U_0 + \frac{1}{2} m \omega_{harm}^2 x^2 \quad (3.21)$$

mit

$$U_0 = g_F m_F \mu_B B_0, \quad (3.22)$$

so lässt sich eine sogenannte radiale **Fallenfrequenz**

$$\omega_r = a_r \sqrt{\frac{g_F m_F \mu_B}{m_{Rb} B_0}} \quad (3.23)$$

definieren, mit welcher ein Atom in der Falle typischerweise schwingt. Abb. 3.2 zeigt den radialen Verlauf des Magnetfeldbetrags in vertikaler Richtung mit und ohne Beitrag des Offsetfeldes. Die parabolische Näherung ist in Abb. 3.3 exemplarisch für die Ströme $I_Q = 0.65\text{A}$ und

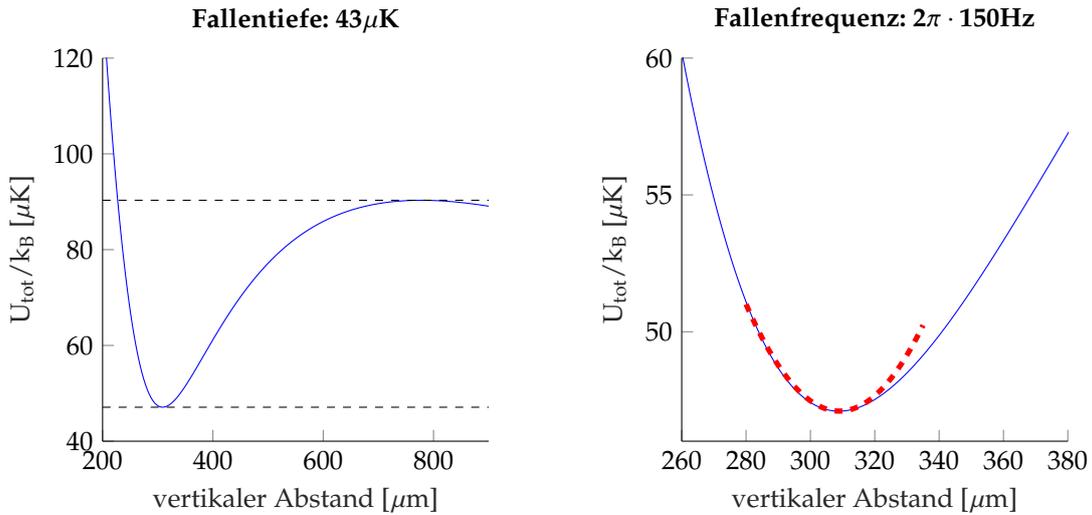


Abbildung 3.3: Radialer vertikaler Potentialverlauf der Mikrofalle zur Bestimmung der Fallentiefe und -frequenz. Links und rechts ist jeweils der vertikale Potentialverlauf gemäß Gleichung 3.17 zu sehen (blaue Kurven): links in einem großen Bereich zwischen 200 und 900 μm , rechts in einem kleineren Intervall um das Fallenminimum herum. Aus der linken Abbildung lässt sich die Fallentiefe bestimmen: sie ist die Differenz zwischen der unteren und der oberen schwarzen gestrichelten Linie. Aus der rechten Grafik kann man durch einen parabolischen Fit (rote gestrichelte Kurve) die Fallenfrequenz bestimmen. Es wurden hierfür die Ströme $I_Q = 0.65 \text{ A}$ und $I_K = -5 \text{ A}$ verwendet. Die Fallentiefe wird oft in Einheiten der Boltzmannkonstante k_B angegeben und entspricht somit – einheitentechnisch – einer Temperatur.

$I_K = -5 \text{ A}$ dargestellt. Betrachtet man nun das genäherte Gesamtpotential einer parabolischen Falle mitsamt Gravitation U_{tot} , so verschiebt sich das Potentialminimum gemäß

$$U_{\text{tot}} = U_0 + \frac{1}{2} m_{Rb} \omega_r^2 y^2 - m_{Rb} g y \quad (3.24)$$

$$= U_0 + \frac{1}{2} m_{Rb} \omega_r^2 \left(\left(y - \frac{g}{\omega_r^2} \right)^2 - \frac{g^2}{\omega_r^4} \right) \quad (3.25)$$

32: engl. *gravitational sag*

um den Gravitationsversatz³²

$$y_G = \frac{g}{\omega_r^2} \quad (3.26)$$

gegenüber der magnetischen Fallenposition y_F .

Die Fähigkeit einer Falle, Atome zu speichern, ist durch die **Fallentiefe** U_F gegeben. Sie ergibt sich aus der Differenz zwischen lokalem Potentialminimum und -maximum. In Abb. 3.3 ist die Fallentiefe wieder exemplarisch für $I_Q = 0.65 \text{ A}$ und $I_K = -5 \text{ A}$ dargestellt. Die Fallentiefe – sowie das Potential – wird oft in Einheiten von k_B angegeben

$$U_F = k_B T_F. \quad (3.27)$$

T_F ist dann ein Maß für die maximale Temperatur einer thermischen Atomwolke, welche in der entsprechenden Falle gefangen werden könnte. Als Faustregel sollte die Fallentiefe in Einheiten von k_B mindestens etwa zehnfach so hoch sein wie die Temperatur der Wolke T_W .

3.3 Simulation der Fallen

Eine Simulation des Fallenpotentials ist für diese Arbeit in vielfältiger Hinsicht relevant. Dabei ist es unerlässlich, einen Versatz der Atome in transversaler (x-) Richtung zu betrachten. Wie in Abb. 2.9 dargestellt, wurde der Nanochip so auf den Atomchip aufgeklebt, dass der Aufhängepunkt von Balken 1 nicht direkt über dem Quadrupolleiter QP2 liegt. Kapitel 7 beschäftigt sich mit der Magnetfeldkalibration, welche für die Auslenkung in transversaler Richtung nötig ist.

Für die Simulation des Fallenpotentials wird der axiale Einschluss der Falle vernachlässigt. Im Folgenden ist vor allem die Position der Atomwolke in der transversalen Ebene von Bedeutung, sodass es ausreichend ist, die Position des zugehörigen Quadrupolkanals zu bestimmen. Diese wird somit durch das Modell translationsinvariant entlang der axialen (z-) Richtung.

Prinzipiell wird in diesem Experiment die transversale (x-) Auslenkung der Magnetfallen durch ein zusätzliches konstantes und nahezu homogenes Magnetfeld in vertikaler Richtung erzeugt $\vec{B}_y = B_y \hat{e}_y$. Dafür wird das BEC-Spulenpaar in Helmholtzkonfiguration geschaltet. Das Gesamtmagnetfeld lautet nun

$$\vec{B}_{F,trans} = \begin{pmatrix} B_{QK,x} \\ B_{QK,y} + B_y \\ B_0 \end{pmatrix}. \quad (3.28)$$

Die Simulation des Fallenpotentials arbeitet mit dem Gesamtpotential

$$U_{tot,trans}(x, y, z) = g_F m_F \mu_B |\vec{B}_{F,trans}| - m_{Rb} g y. \quad (3.29)$$

Die Fallenposition in der transversalen Ebene (x_F, y_F) wird numerisch als Minimum von $U_{tot,trans}$ aus Gleichung 3.29 bestimmt. Dazu wird $U_{tot,trans}$ auf einem zweidimensionalen Gitter³³ der Größe $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ berechnet und die Lage des Minimums auf dem Gitter bestimmt.

Eine Darstellung von $U_{tot,trans}$ sowohl durch Äquipotentiallinien in der transversalen Ebene als auch durch die entsprechenden Feldlinienverläufe findet sich in Abb. 3.4. Die linke Seite stellt dabei den Fall $B_y = 0$ dar, die rechte Seite $B_y \neq 0$ mit transversaler (x-) Auslenkung. In einem lokalen Minimum vom Magnetfeld $\vec{B}_{F,trans}$ verschwinden sowohl $B_{QK,x}$ als auch $B_{QK,y} + B_y$. Variiert man nun die Feldstärke B_y des homogenen Feldes in vertikaler Richtung, so liegt die Menge aller Minima der Magnetfeldstärke in der transversalen Ebene $\{(x_{min}, y_{min})\}$, für welche $B_{QK,x}$ verschwindet, ohne Berücksichtigung der Gravitation auf einer Kreisbahn um den Punkt $(0, \frac{y_F}{2})$ mit Radius $\frac{y_F}{2}$

$$x_{min}^2 + \left(y_{min} - \frac{y_F}{2}\right)^2 = \left(\frac{y_F}{2}\right)^2, \quad (3.30)$$

wie in der Dissertation von Andreas Günther [56] gezeigt wurde. Nach Gleichung 3.13 ist der Radius dieser Kreisbahn nur vom Verhältnis der beiden Ströme I_Q und I_K abhängig.

33: Entsprechend der transversalen Ebene.

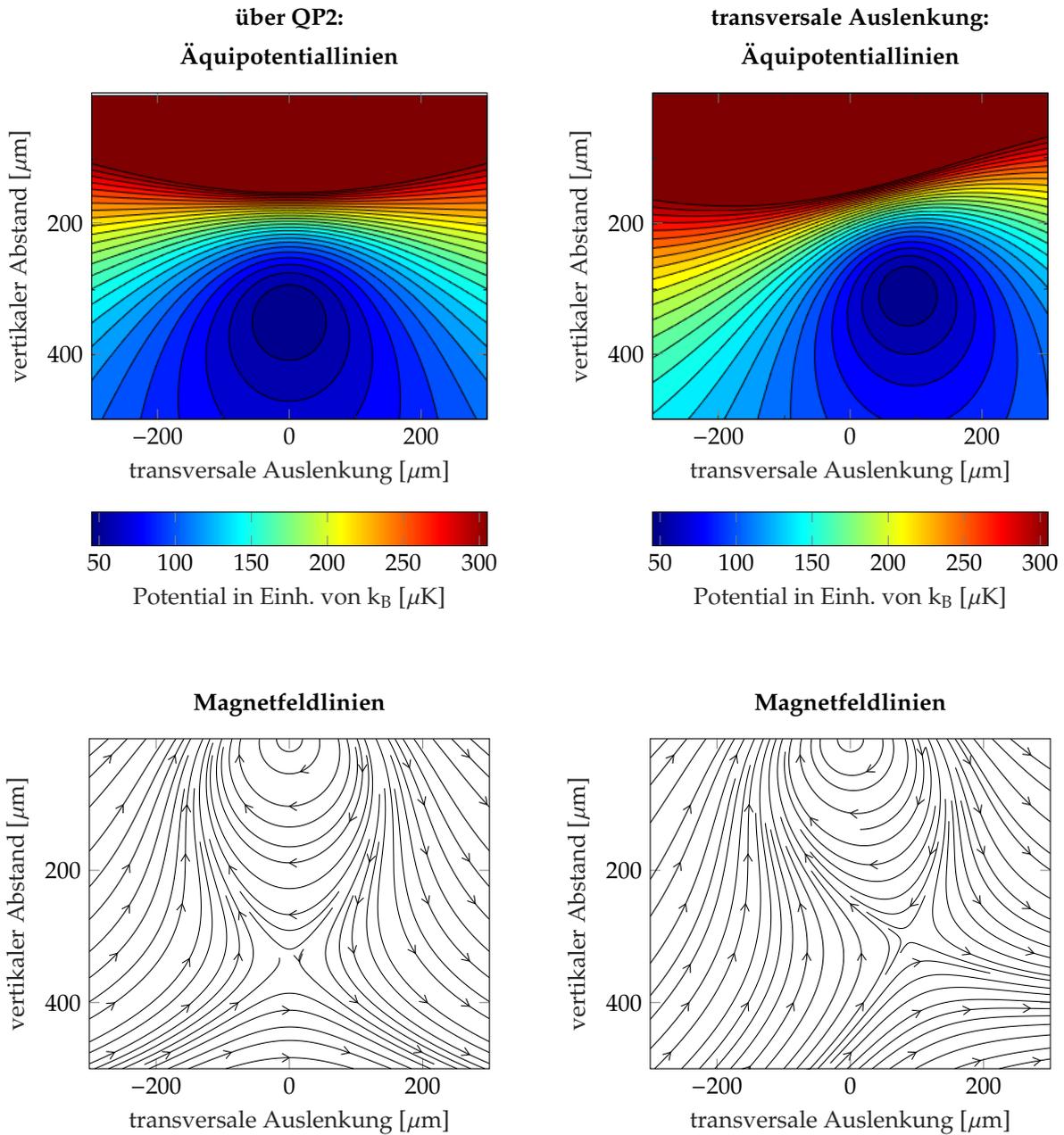


Abbildung 3.4: Simulation des Fallenpotentials mit (rechte Seite) und ohne (linke Seite) transversaler Auslenkung der Fallenposition. Die transversale Auslenkung wird durch ein zusätzliches homogenes Feld in y -Richtung hervorgerufen. Dargestellt sind Äquipotentiallinien von U_{rot} gemäß Gleichung 3.29 als Temperaturen (in Einheiten von k_B) und die zugehörigen Magnetfeldlinien in der transversalen Ebene. Der Abstand der Äquipotentiallinien beträgt $10\mu\text{K}$. Es wurden folgende Ströme und Magnetfelder für die Darstellung gewählt: $I_Q = 0.7\text{A}$, $I_K = -5\text{A}$ und $B_y = 0$ bzw. $\vec{B}_y = -1.3\text{G}\hat{e}_y$.

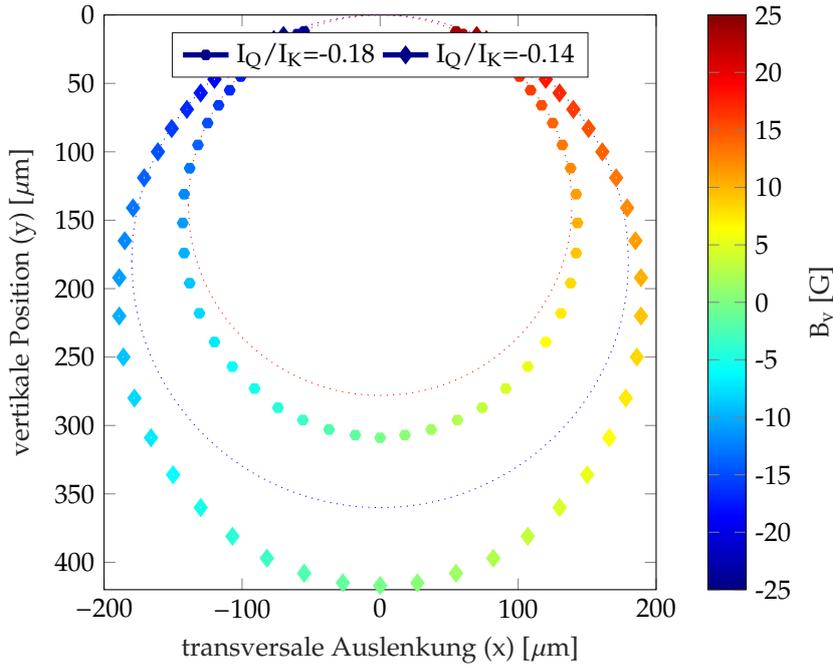


Abbildung 3.5: Änderungen der Fallenposition in der transversalen (x-y) Ebene durch Änderungen des Betrags des vertikalen Magnetfelds B_y . Durch Variation des angelegten Magnetfeldes B_y in der Simulation der Fallenposition ergeben sich die hier dargestellten Bahnen für zwei Verhältnisse von Quadrupol- zu Kompressionsstrom (Punkte: $I_Q/I_K = 0.14$, Rauten: $I_Q/I_K = 0.18$). Die Abweichungen zu den theoretischen Kreisbahnen (gepunktete Kurven) ergeben sich durch den Gravitationsversatz gemäß Gleichung 3.31.

In Abb. 3.5 wird dieser Sachverhalt mit der gerade beschriebenen Simulation für zwei verschiedene Verhältnisse $\frac{I_Q}{I_K} = -0.18$ und $\frac{I_Q}{I_K} = -0.14$ exemplarisch verdeutlicht³⁴. Die Abweichung der angedeuteten Kreisformen ergibt sich durch den Gravitationsversatz y_G gemäß Gleichung 3.26, welcher bei der Diskussion der magnetischen Fallenposition in Gleichung 3.30 noch nicht berücksichtigt wurde

$$y_{tot} = y_{min} + y_G \tag{3.31}$$

Anhang A erklärt ergänzend hierzu die Bestimmung der Fallenfrequenzen und Fallentiefen aus der Simulation und erläutert hierbei die Bedeutung der radialen Asymmetrie der Magnetfallen.

34: Die Verhältnisse wurden so ausgewählt, dass sie zu später gezeigten Kalibrationsdatensätzen in Kapitel 7 passen.

3.4 Axialer Einschluss und axiale Positionierung

Das Modell aus Kapitel 3.2 macht keine Aussage über die axiale Positionierung. Betrachtet wurde dabei stets das Potential in einer transversalen Ebene an der axialen Position, welche durch den **axialen Einschluss** gegeben ist. Dieser ist für eine dreidimensionale Falle nötig und wird durch einen näherungsweise parabolischen Magnetfeldverlauf in axialer (z-) Richtung erzeugt

$$B_z = B_0 + \frac{1}{2}b_z z^2 \tag{3.32}$$

mit dem Offsetfeld B_0 und einer Krümmung des Feldverlaufs b_z . Das Feld wird in diesem Experiment durch bestimmte Transportleiterpaare erzeugt, z.B. T2 und T6 oder T1 und T5 (vgl. Abb. 2.5). Wird

ein Transportleiterpaar von Strömen derselben Größe und Richtung durchflossen, so bildet sich durch die mäandernde Form der Leiter ein periodisches Potential entlang der axialen Richtung. Die Atome sammeln sich jedoch entsprechend ihrer aktuellen Position nur am jeweils nächstgelegenen Minimum an.

Für sämtliche in dieser Arbeit diskutierte Messungen befindet sich die axiale Wolkenposition in dem in Abb. 2.11 markierten Transportleitersegment zwischen T4 und T3. Ein paralleler, betragsmäßig gleicher Stromfluss durch die Leiter T2 und T6 positioniert die Falle über T4³⁵. Dies wird für alle Messungen in dieser Arbeit die Referenzposition entlang der Chipachse sein. Ein entsprechender Stromfluss durch T1 und T5 positioniert die Wolke über T3. Bestimmte Kombinationen ($I_{T2,T6}, I_{T1,T5}$) der Form

$$I_{T2,T6} = 0.6A \cdot (1 - t) \quad (3.33)$$

$$I_{T1,T5} = 0.6A \cdot t \quad (3.34)$$

35: $I_{T2} = I_{T6} = 0.6A$

36: Dabei befindet sich die Wolke für $t = 0$ über T4 und für $t = 1$ über T3.

für $t \in [0, 1]$ ergeben definierte Positionen zwischen T4 und T3³⁶. Eine Kalibration der axialen Position zwischen T4 und T3 für ein gegebenes t wurde von Andreas Günther an Hand einer Simulation durchgeführt [56].

Beim axialen Transport der Atome entlang des Quadrupolkanals wird das magnetische Förderband ausgenutzt [1]. Doch auch hier hat der axiale Einschluss stets eine Form wie in Gleichung 3.32 beschrieben. Insgesamt gilt für das Fallenmagnetfeld

$$\vec{B}_F = \sqrt{a_r^2 (x^2 + (y - y_F)^2) + \left(B_0 + \frac{1}{2}b_z z^2\right)^2} \quad (3.35)$$

$$\approx B_0 + \frac{1}{2} \frac{a_r^2}{B_0} (x^2 + (y - y_F)^2) + \frac{1}{2} b_z z^2. \quad (3.36)$$

Wiederum lässt sich gemäß Gleichung 3.23 eine Fallenfrequenz bestimmen, hier die axiale Fallenfrequenz

$$\omega_z = \sqrt{\frac{g_F m_F \mu_B a_z}{m_{Rb} B_0}}. \quad (3.37)$$

Die axiale Fallenfrequenz beträgt mit den hier gezeigten Stromkonfigurationen typischerweise $\omega_z = 2\pi \cdot 16\text{Hz}$ bei einer Falltiefe von $108\mu\text{K}$ [56].

Das hier beschriebene Experiment besitzt zwei Möglichkeiten, Atome am Chip nachzuweisen.

Als Standardmethode zum Nachweis ultrakalter Atome und Quantengase erfüllt die Absorptionsabbildung (Kapitel 4.1) mehrere Zwecke: neben der Präsenzdetektion und der Lokalisierung ultrakalter Atomwolken in Relation zur Nanochipoberfläche können relevante Ensembleparameter wie der Atomzahl und Wolkentemperatur [68, 69] bestimmt werden.³⁸ Das wesentliche Merkmal dieses Experimentes ist jedoch die Möglichkeit der nicht destruktiven in-situ Beobachtung von Atomwolken und von Atomen, welche die Falle verlassen haben [2, 3] (Kapitel 4.2). Dies geschieht auf der Basis von Photoionisation, wobei die entstandenen Ionen prinzipiell mit Einzelteilchengenauigkeit nachgewiesen werden können. Da es sich hierbei um ein zustandsselektives Verfahren handelt [2], kann für ein gegebenes Kopplungsschema (vgl. Kapitel 5.2) gezielt der zugehörige Verlustkanal adressiert werden.

4.1 Absorptionsabbildung

Für eine Absorptionsabbildung am Atomchip werden üblicherweise alle Magnetfelder abgeschaltet³⁹, sodass die Atomwolke im Gravitationsfeld der Erde nach unten fällt und gemäß ihrer Geschwindigkeitsverteilung expandiert. Nach einer experimentell einstellbaren Fallzeit⁴⁰ wird eine Abbildungssequenz gestartet, für welche insgesamt drei Bilder in einem Abstand von 400ms aufgenommen werden. Für das erste Bild wird zunächst ein 120 μ s langer Laserpuls des Abbildungslichtes durch die Atomwolke geschickt. Das Licht stammt aus derselben Quelle wie das Referenzlaserlicht, ist jedoch durch einen akustooptischen Modulator (AOM) in Resonanz mit dem Übergang $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$ aus Abb. 2.4 gestimmt. Der Strahl besitzt eine Leistung von 1mW und einen Strahldurchmesser von 2cm in einem Intensitätsprofil $I_0(y, z)$. Das Licht kommt direkt aus einer optischen Faser und ist linear polarisiert. Die Richtung des Abbildungsstrahls ist dabei entlang der x-Richtung (transversale Richtung) ausgerichtet (vgl. Abb. 4.1)⁴¹. Da die Frequenz des Abbildungslichts resonant mit der atomaren Übergangsfrequenz ist, streuen die Atome das Abbildungslicht.

Mit einer CCD-Kamera wird die Intensitätsverteilung $I(y, z)$ des Abbildungsstrahles aufgenommen. Dabei wird eine zur Intensität proportionale Spannung gemessen⁴². Die gemessene Intensitätsverteilung I weist gemäß dem Lambert-Beerschen Gesetz eine ortsabhängige Abnahme der Intensität I_0 des Abbildungslichts auf

$$I(y, z) = I_0(y, z)e^{-\sigma n(y, z)}, \quad (4.1)$$

4.1 Absorptionsabbildung . . . 37

4.2 Einzelatomdetektion 39

38: Im Falle der Bose-Einstein-Kondensation können analoge Parameter wie die Thomas-Fermi-Radien bestimmt werden. [54]

39: Dabei ist darauf zu achten, für alle Stromquellen die Abschaltflanken aufeinander abzustimmen. Ein zeitlicher Versatz verschiebt abrupt die Fallenposition, sodass beim anschließenden Fallen der Atomwolke neben der Gravitation zusätzliche Kräfte auf die Wolke wirken. Dies gilt es zu vermeiden.

40: engl. *time of flight (TOF)*, in diesem Experiment üblicherweise 17ms

41: Die Abbildungsrichtung steht dabei senkrecht auf der abgebildeten Ebene, d.h. es wird die y-z-Ebene abgebildet.

42: Der zugehörige Proportionalitätsfaktor muss dabei nicht bestimmt werden, da er sich im Folgenden herauskürzt.

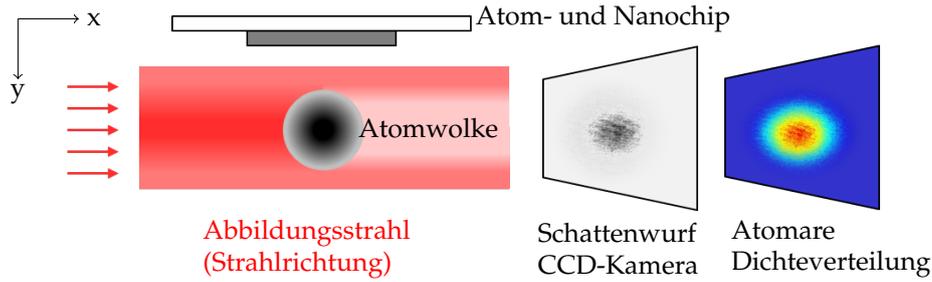


Abbildung 4.1: Funktionsweise der Absorptionsabbildung. Der Abbildungsstrahl mit einem Strahldurchmesser von 2cm verläuft in transversaler (x-) Richtung durch die Kammer. Die Abbildung ist so gewählt, dass man den Abbildungsstrahl entlang der Strahlrichtung sieht. Das resonante Licht wird von den Atomen absorbiert, sodass auf der CCD-Kamera an der Stelle der Atomwolke ein Bereich reduzierter Intensität erscheint, der gemäß dem Lambert-Beerschen Gesetz abhängig von der Atomzahldichte der Wolke ist (s. Gleichung 4.1). Dies ist im grauen Schattenwurfbild zu sehen. Daraus lässt sich gemäß Gleichung 4.5 die aufintegrierte Dichteverteilung $n(y, z)$ berechnen, welche rechts daneben in Farbe dargestellt ist: Bereiche geringerer Intensität auf der Kamera entsprechen Bereichen höherer Atomzahldichte (rot).

welche von der in Abbildungsrichtung aufintegrierten atomaren Dichteverteilung

$$n(y, z) = \int dx n(x, y, z) \quad (4.2)$$

sowie dem Absorptionswirkungsquerschnitt σ [88] abhängt. Das erste Bild der Abbildungssequenz wird als Schattenwurf (Bild S) bezeichnet. Abb. 4.1 verdeutlicht das Prinzip.

Als nächstes wird in der Abbildungssequenz ein Bild des Abbildungslichts ohne Atome als Referenz aufgenommen (Bild R), welches zur quantitativen Verrechnung dient. Zuletzt folgt ein Dunkelbild (Bild D), welches mögliche Streulichtquellen oder den Offset durch die Raumbeleuchtung aufzeichnet. Dieser Effekt wird von den ersten beiden Bildern abgezogen.

Aus den drei aufgenommenen Bildern lässt sich die in Abbildungsrichtung aufintegrierte atomare Dichteverteilung gemäß Gleichung 4.1 berechnen, wobei

$$I(y, z) = I_S(y, z) - I_D(y, z) \quad (4.3)$$

$$I_0(y, z) = I_R(y, z) - I_D(y, z). \quad (4.4)$$

Somit ist

$$n(y, z) = -\frac{1}{\sigma} \ln \left(\frac{I_S(y, z) - I_D(y, z)}{I_R(y, z) - I_D(y, z)} \right). \quad (4.5)$$

Die Atomzahl ergibt sich durch Integration der beiden verbleibenden Raumrichtungen. In der Realität entspricht dies einer Summation über alle Pixel der Abbildung unter Kenntnis der Pixelgrößen $\Delta_y = \Delta_z = 3.2\mu\text{m}$

$$N = \sum_y \sum_z -\frac{1}{\sigma} \ln \left(\frac{I_S(y, z) - I_D(y, z)}{I_R(y, z) - I_D(y, z)} \right) \Delta_y \Delta_z. \quad (4.6)$$

Für eine Eichung der Absorptionsabbildung ist eine Bestimmung der Pixelgröße nötig, welche sich aus der Vergrößerung der zugehörigen Optik ergibt. Die Pixelgröße kann durch folgendes Verfahren bestimmt

werden. Es werden Absorptionen der Atomwolke im freien Fall nach Abschalten der Fallenstromquellen für verschiedene Flugzeiten aufgenommen. Es ergibt sich eine parabolische zeitliche Abhängigkeit der gemessenen vertikalen Wolkenposition

$$y_{TOF}(t) = y_0 + v_0 t + \frac{1}{2} g t^2 \quad (4.7)$$

mit der Fallenposition y_0 (ohne Flugzeit) und einer Anfangsgeschwindigkeit v_0 in vertikaler Richtung. Da die gemessenen Positionen y_{TOF} von der Pixelgröße abhängig sind, aber die Parabelkrümmung auf Grund des freien Falls durch $g/2$ eindeutig bestimmt ist, kann dies zur Eichung der Pixelgröße verwendet werden.

Die in Abbildungsrichtung aufintegrierte Dichteverteilung $n(y, z)$ einer thermischen Atomwolke mit N Atomen und einer Temperatur T in einem harmonischen Fallenpotential mit Fallenfrequenzen ω_y und ω_z in der Ebene der Absorptionsabbildung nach einer freien Flug- und Expansionszeit t_{tof} lautet [68]

$$n(y, z, t_{tof}) = n_0 \cdot e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \quad (4.8)$$

$$n_0 = N \cdot \frac{m_{Rb}}{2\pi k_B T} \sqrt{\omega_y^2 + \frac{1}{t_{tof}^2}} \sqrt{\omega_z^2 + \frac{1}{t_{tof}^2}} \quad (4.9)$$

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{k_B T}{m_{Rb}}} \frac{1}{\omega_y} \sqrt{1 + \omega_y^2 t_{tof}^2} \quad (4.10)$$

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{k_B T}{m_{Rb}}} \frac{1}{\omega_z} \sqrt{1 + \omega_z^2 t_{tof}^2}. \quad (4.11)$$

Die halben $1/\sqrt{e}$ Breiten der Wolke σ_i ($i = y, z$) können für

$$t_{tof} \gg \frac{1}{\omega_i} \quad (4.12)$$

durch

$$\sigma_i \approx \sqrt{\frac{k_B T}{m_{Rb}}} t_{tof} \quad (4.13)$$

genähert werden. Die Temperatur T der Wolke kann somit aus der Dichteverteilung nach einer Flugzeit t_{tof} folgendermaßen berechnet werden:

$$T = \frac{m_{Rb} \sigma_i^2}{k_B t_{tof}^2}. \quad (4.14)$$

4.2 Einzelatomdetektion

Das hier beschriebene Experiment bietet die Möglichkeit, einzelne Atome nachzuweisen, welche die Falle am Atomchip verlassen haben [3]. Abb. 4.2 stellt den Prozess graphisch dar.

Im Falle eines Übergangs in einen magnetisch nicht- oder antige-

43: engl. *Channel electron multiplier*, oder kurz: **Channeltron**

nen Zustand fällt ein Atom (lila Punkte in Abb. 4.2) im Gravitationspotential – ggf. verstärkt durch ein magnetisches Potential – nach unten, wo es nach etwa 500 - 700 μm auf die überlagerten Foki zweier Laser trifft, welche einen mehrstufigen Ionisationsprozess anregen. Dieser wird im folgenden Abschnitt näher erläutert. Das entstandene Ion (rote Punkte in Abb. 4.2) wird mittels einer Ionenoptik beschleunigt und auf einen Kanalelektronenvervielfacher⁴³ gelenkt. Es wurde das Channeltron CEM 4502 EIC HC MTD der Firma Photonis verwendet. Die Elektroden der Ionenoptik (Extraktor-, Rohr- und Umlenkelektrode) sind ebenfalls in Abb. 4.2 schematisch dargestellt. Die Extraktorelektrode beschleunigt die ionisierten Atome, die Rohrelektrode bündelt die Ionentrajektorien und die Umlenkelektrode lenkt die die Ionen auf das horizontal ausgerichtete Channeltron (s. Abb. 4.2). Die Ausrichtung des Channeltrons ermöglicht den optischen Zugang zum Nanochip, wie er in Kapitel 2.4 und Abb. 2.13 beschrieben wurde.

Am Channeltron auftreffende Ionen verursachen eine Elektronenkaskade im Trichter des Detektors, welche als Strompuls mit einer zeitlichen Auflösung von 8ns detektiert werden können. Das Signal des Channeltrons wird zunächst vorverstärkt und mit Hilfe eines Diskriminators in TTL-Pulse verwandelt, welche mittels einer Zählkarte digitalisiert werden. Für jedes eintreffende Ion wird ein entsprechender Zeitstempel aufgezeichnet. Im Falle der Auskopplung vieler Atome bietet es sich an, als experimentelle Größe statt den diskreten Zeitstempeln die Extrapolation auf eine kontinuierliche Zählrate zu betrachten. Dazu werden die Zeitstempel **gebinnt**, d.h. die Summe aller Zeitstempel N_{st} in einem bestimmten Zeitintervall, dem **Bin** ΔT_{bin} , wird zu einer Ionenzählrate

$$\Gamma_{ion} = \frac{N_{st}}{\Delta T_{bin}} \quad (4.15)$$

verarbeitet. Typischerweise werden in dieser Arbeit Bins von 10ms betrachtet.

Auf Grund technischer Limitierungen im Speicher der Zählkarte können höchstens Zeiträume von einer Sekunde untersucht werden. Entsprechende Konzepte, diese zeitliche Limitierung zu umgehen, wurden im Rahmen der Masterarbeit von Tobias Menold [71] bereits in einem Testaufbau realisiert.

Der Begriff der **Detektionseffizienz** meint im Rahmen dieser Arbeit im Allgemeinen das Verhältnis der Anzahl der detektierten Atome N_{det} zur Anzahl der Atome N_{aus} , welche die Falle verlassen haben

$$\alpha_{det} = \frac{N_{det}}{N_{aus}}. \quad (4.16)$$

Ionisation

Die Photoionisation der ausgekoppelten ⁸⁷Rb-Atome wird über einen Dreiphotonenübergang realisiert, welcher durch zwei Laser mit Wellenlängen von 778nm und 1064nm angeregt wird [3]. Der 778nm Laser treibt einen Zweiphotonenübergang vom Grundzustand $5S_{1/2}$ in den $5D_{5/2}$ Zustand, welcher durch die Anwesenheit des nur 2nm verstimmteten $5P_{3/2}$ verstärkt wird. Die Quelle ist ein weiterer Toptica DL Pro,

dessen Frequenz über einen Toptica DigiLock auf eine Zweiphotonenspektroskopie stabilisiert wird. Auf Grund der kurzen Lebensdauer des $5D_{5/2}$ von 230ns wird der Übergang über die Ionisationskante durch einen Hochleistungsfaserlaser der Wellenlänge 1064nm mit 6W Leistung getrieben, welcher einen Übergang ins Kontinuum innerhalb der natürlichen Lebensdauer des $5D_{5/2}$ Zustandes sicherstellen soll⁴⁴. Die Frequenzstabilisierung über die Zweiphotonenspektroskopie ermöglicht die Zustandsselektivität des Verfahrens, denn sie bildet unterschiedliche Unterzustände des Grundzustands ab [2], wodurch gezielt bestimmte Auskopplungsprozesse adressiert werden können (vgl. Kapitel 5.2).

Im Gegensatz zu früheren Arbeiten [45], besitzen die Ionisationslaserstrahlen in diesem Experiment eine elliptische Strahlform, deren Vorzüge in Kapitel B besprochen werden. Experimentelle Parameter finden sich ebenfalls an dieser Stelle. Außerdem wird die Justage der Ionisationslaser ausführlich erläutert.

44: Tatsächlich haben entsprechende Leistungsmessungen gezeigt, dass der Übergang mit den 6W Leistung noch nicht gesättigt ist.

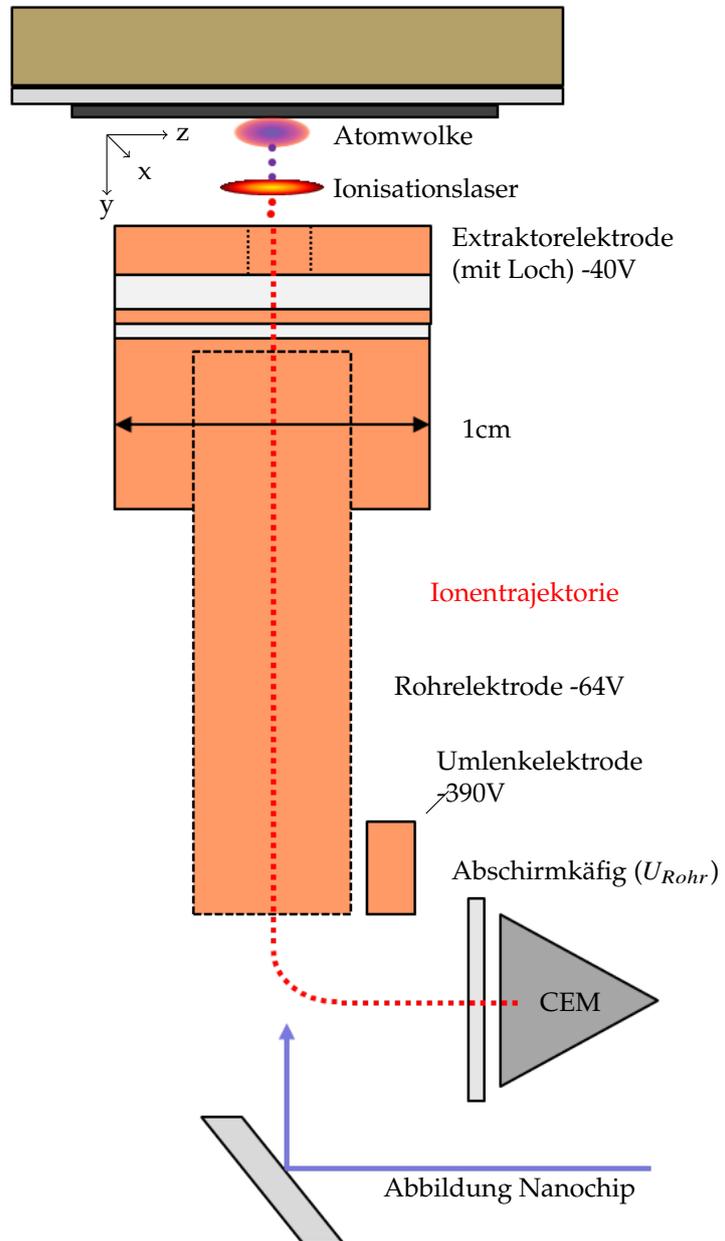


Abbildung 4.2: Die schematische Grafik zeigt das Prinzip der Einzelatomdetektion. Nicht gefangene Atome verlassen die Falle (lila Punkte) und fallen nach unten, wo sie auf die Foki der Ionisationslaser treffen und über einen Dreiphotonenprozess ionisiert werden. Die Ionen (rote Punkte) werden von der Extraktorelektrode beschleunigt, durchqueren das Loch in der Extraktorblende (auch als **Ionenloch** bezeichnet) und werden anschließend über die Rohrelektrode, welche die Trajektorien der Ionen bündelt, und die Umlenkelektrode auf einen Kanalelektronenvervielfacher (Channel Electron Multiplier, CEM) gelenkt. Die Ionisationslaser verlaufen dabei (fast) in x-Richtung. Die elliptische Strahlform der Ionisationslaser ist schematisch dargestellt.

THEORIE

Auskopplung durch magnetische Wechselfelder

5

Die gezielte Extraktion von Atomen aus einer Magnetfalle durch Anregen magnetischer Übergänge der Form

$$|F, m_F\rangle \rightarrow |F', m_{F'}\rangle, \quad (5.1)$$

wobei $|F', m_{F'}\rangle$ ein nicht- oder anti-gefangener Zustand ist, wird hier und im Folgenden als **Auskopplung** aus der Falle bezeichnet. Ein qualitatives und quantitatives Verständnis dieses Prozesses sowohl für thermische Wolken als auch für Bose-Einstein-Kondensate bietet die Arbeit von Federsel et al. [4]. Dies ist von großem Interesse für die Beschreibung von magnetischen Fluktuationen in der Nähe von Oberflächen - sei es durch passive Prozesse auf Grund intrinsischen Rauschens einer metallischen Oberfläche [8, 34, 89, 90] oder durch aktive Anregung magnetischer Fluktuationen [6, 46, 50].

Bevor in Kapitel 5.2 die wesentlichen Ergebnisse aus Federsel et al. [4] zusammengefasst werden, beschäftigt sich Kapitel 5.1 zunächst mit den verschiedenen Arten magnetischer Übergänge – vor allem mit Radiofrequenzübergängen, die zuvor bei Federsel et al. [4] nicht betrachtet wurden, aber für diese Arbeit von großem Interesse sind⁴⁶. In dieser Arbeit wird die dort gezeigte Verifikation der Theorie auf weitere Übergangsarten erweitert. In Kapitel 5.3 sind Messungen der Sensitivität der in diesem Experiment implementierten Einzelatomdetektion für Mikrowellen- und Radiofrequenzübergänge zu finden. Für Mikrowellen erhält man erwartungsgemäß für ähnliche Wolkenparameter wie bei Federsel et al. [4] ein vergleichbares Ergebnis.

5.1 Radiofrequenzkaskade

Abb. 5.1 zeigt zwei verschiedene Möglichkeiten, Atome aus dem $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ Zustand auszukoppeln, in welchem die Atome in diesem Experiment nach dem optischen Pumpen gefangen sind. Mikrowellenübergänge

$$|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 1\rangle \quad (5.2)$$

bei 6.835GHz wurden bereits bei Federsel et al. [4] untersucht. Die zweite Möglichkeit ist das Einstrahlen einer resonanten Radiofrequenz im Bereich von etwa 1MHz⁴⁷, welche die fünf magnetischen Unterzustände des $F = 2$ Grundzustandes koppelt. Dazu muss gemäß Gleichung 3.20 im Zentrum der Magnetfalle für benachbarte m_F Zustände die Resonanzbedingung

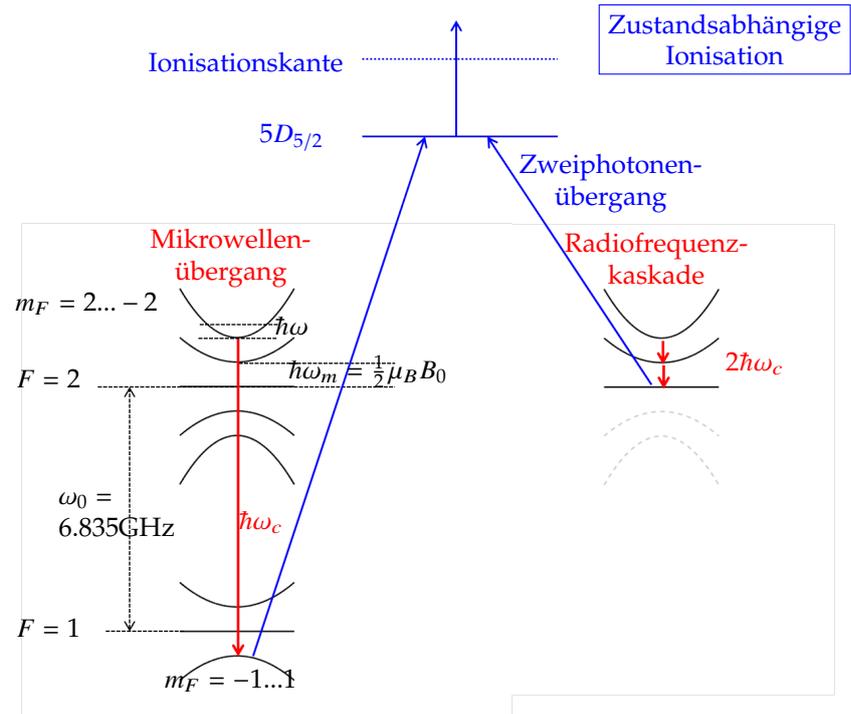
$$\hbar\omega_{RF} = \frac{1}{2}\mu_B B_0 \quad (5.3)$$

5.1 Radiofrequenzkaskade . . .	45
5.2 Spektrale Antwortfunktion	47
5.3 Sensitivität	53

46: Im Falle magnetomechanischer Kopplung von (intakten) Nanoresonatoren – wie auf dem Nanochip – haben die erzeugten Magnetfeldfluktuationen Frequenzen im MHz-Bereich. Die Fundamentalfrequenz von Balken 1 lag z.B. bei 1.4MHz.

47: Die Zeemanausplattung benachbarter Zustände des ^{87}Rb Grundzustandes beträgt 700kHz/G. Typische Offset-Magnetfelder der Fallen liegen im Bereich von 1 - 2G.

Abbildung 5.1: Dargestellt sind die parabolischen Fallenpotentialverläufe in vertikaler Richtung $U(y)$ – links im Falle des Mikrowellenübergangs, rechts für die RF-Kaskade. Die Trägerfrequenzen ω_c sind jeweils durch den roten Pfeil dargestellt. Für die Detektion der Atome gemäß dem Einzelatomdetektionsschemas aus Kap. 4.2 wird die Frequenz des Zweiphotonenübergangs der Photoionisation in Resonanz mit dem Endzustand nach dem Auskoppelverfahren gestimmt. Letztlich werden dann entweder der $|1, 1\rangle$ (Mikrowelle) oder der $|2, 0\rangle$ Zustand (RF-Kaskade) über den Photoionisationsprozess ionisiert und am Channeltron detektiert.



mit dem Offsetfeld B_0 erfüllt sein. Befindet sich ein Atom anfänglich im $|F=2, m_F=2\rangle$ Zustand, so wird es zunächst in den $m_F=1$ Zustand überführt, welcher ebenfalls ein *low-field seeker* Zustand ist, jedoch wegen der Skalierung der Fallenfrequenz ω_r mit der magnetischen Quantenzahl (s. Gleichung 3.23) einen anderen Gravitationsversatz $y_G = \frac{g}{\omega_r^2}$ als der $m_F=2$ Zustand besitzt. Das führt zu Schwingungen der der ausgekoppelten Atome in der Falle.

Vom $m_F=1$ Zustand können die Atome nun auch in den magnetisch nicht gefangenen $m_F=0$ Zustand überführt werden, in welchem sie die Falle verlassen. Für Rabifrequenzen, deren Perioden lange gegenüber der Flugzeit der nicht gefangenen Atome aus dem Fallenbereich⁴⁸ heraus sind, ist anzunehmen, dass der Umverteilungsprozess zwischen den magnetischen Unterzuständen an dieser Stelle abbricht, wenn die Atome die Falle verlassen haben. In der Tat wird später in Kapitel 8.2 experimentell gezeigt, dass diese Annahme zutreffend ist⁴⁹. Für die folgenden Überlegungen wird also die Annahme getroffen, dass nur der $m_F=2$, $m_F=1$ und der $m_F=0$ Zustand populierte werden. Der stufenweise Übergang

$$m_F = 2 \rightarrow m_F = 1 \rightarrow m_F = 0 \quad (5.4)$$

wird dabei als **Radiofrequenzkaskade** bezeichnet.

Resonanzen werden stets in Bezug auf die sogenannte **Trägerfrequenz** ω_c gemessen. Sie berechnet sich im Falle des Mikrowellenübergangs, wie in Abb. 5.1 auf der linken Seite dargestellt, durch die Summe aus der Nullfeldresonanzfrequenz ω_0 zwischen den beiden $m_F=0$ Zuständen bei 6.835GHz und der durch das Offsetfeld B_0 gegebenen

48: Das ist der Bereich, in dem das Gesamtpotential für *low-field seeker* eine rückstellende Kraft zum lokalen Potentialminimum auf die Atome verursacht.

49: Zumindest konnte gezeigt werden, dass am Detektor der Einzelatomdetektion nur ionisierte Atome ankommen, welche sich zuvor gemäß ihrer Flugzeit im $m_F=0$ Zustand befunden haben.

Aufspaltung ω_m wie folgt:

$$\omega_c = \omega_0 + 3 \cdot \omega_m. \quad (5.5)$$

Für die Radiofrequenzkaskade (rechts in Abb. 5.1) ist die Trägerfrequenz lediglich durch die Aufspaltung gegeben: $\omega_c = \omega_m$.

5.2 Spektrale Antwortfunktion

Koppelt ein resonantes oszillierendes Magnetfeld der Frequenz ω_{res} zwei magnetische Unterzustände

$$|F, m_F\rangle \rightarrow |F', m_{F'}\rangle \quad (5.6)$$

mit Landé-Faktoren $g_F, g_{F'}$, so lautet für das magnetische Potential

$$U_{mag} = g_F m_F \mu_B B \quad (5.7)$$

der beiden Zustände die Resonanzbedingung

$$\Delta U = \hbar \omega_{res} \quad (5.8)$$

mit

$$\Delta U = U_{mag,1} - U_{mag,2} \quad (5.9)$$

$$= (g_F m_F - g_{F'} m_{F'}) \mu_B B, \quad (5.10)$$

oder anders geschrieben

$$U_{mag,1} = \lambda \hbar \omega_{res} \quad (5.11)$$

mit

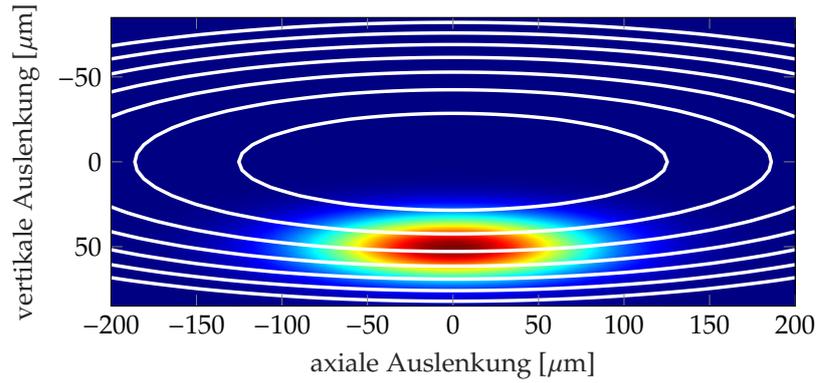
$$\lambda = \left(1 - \frac{g_{F'} m_{F'}}{g_F m_F}\right)^{-1}. \quad (5.12)$$

Gleichung 5.11 macht deutlich, dass die Resonanzbedingung auf Äquipotentialflächen $\{\vec{r}_{res}\}$ des Magnetfallenpotentials erfüllt ist

$$U_{mag}(\vec{r}_{res}) = \lambda \hbar \omega_{res}, \quad (5.13)$$

welche in der harmonischen Potentialnäherung in der Nähe des Fallenzentrums Ellipsoide bilden. Diese werden deshalb auch als **Resonanzschalen** bezeichnet. Durch die Gravitation ist die Atomwolke jedoch gegenüber dem magnetischen Fallenminimum um y_G versetzt. Dieser Zusammenhang wird in Abb. 5.2 bildlich dargestellt. Es wird ebenfalls deutlich, dass beim Einstrahlen eines externen oszillierenden Magnetfeldes nicht die gesamte Atomwolke die Resonanzbedingung aus Gleichung 5.11 erfüllen kann. Variiert man die Frequenz ω_{ext} des externen Feldes, so ändert sich dabei die adressierte Resonanzschale $\{\vec{r}_{res}\}$. Im Sinne des Übergangs aus Gleichung 5.6 gilt $\omega_{ext} = \omega_{res}$, sobald die zugehörige Resonanzschale einen Überlapp mit der atomaren Dichteverteilung hat.

Abbildung 5.2: Resonanzschalen beim Einstrahlen eines externen Feldes. Für eine gegebene Frequenz ω_{ext} des externen Feldes wird eine bestimmte Resonanzschale adressiert, welche in diesem Bild einer (ellipsenförmigen) Äquipotentialfläche des magnetischen Fallenpotentials entspricht. Die dargestellte atomare Dichteverteilung gehört zu einer thermischen Atomwolke mit $700 \cdot 10^3$ Atomen bei 350nK bei Fallenfrequenzen $\omega_r = 2\pi \cdot 70\text{Hz}$ bzw. $\omega_a = 2\pi \cdot 16\text{Hz}$.



50: Je mehr Atome sich natürlich bereits in der Resonanzschale befinden, desto höher die Wahrscheinlichkeit einer Durchquerung.

Beim Durchstimmen von ω_{ext} wird also sukzessive die Position der zugehörigen Resonanzschale verändert und durch die atomare Dichteverteilung hindurchbewegt. Insgesamt ist damit eine Resonanzkurve zu erwarten, welche die atomare Dichteverteilung widerspiegelt. Dieser qualitative Zusammenhang wurde bei Federsel et al. [4] quantitativ bestätigt. Die Herleitung wird im Folgenden kurz skizziert.

Atome können nun für eine gegebene Frequenz ω_{ext} ausgekoppelt werden, wenn sie die zugehörige Resonanzschale oder -fläche durchqueren⁵⁰. Die Wahrscheinlichkeit P_0 für einen Übergang beim Durchqueren lässt sich durch ein Landau-Zener-Modell beschreiben. Die Auskoppelrate $d\Gamma_v$ an einem Punkt der Resonanzschale ist dann durch das Produkt von P_0 und der geschwindigkeitsabhängigen Durchquerungsrate eines Atoms γ_v durch die Resonanzschale gegeben. Die gesamte Auskoppelrate Γ ergibt sich schließlich durch ein Flächenintegral über die gesamte Resonanzschale für $d\Gamma_v$. Für den Spezialfall einer thermischen Wolke mit N Atomen und einer Temperatur T in einer harmonischen Falle der Frequenz ω_y und $U_0 = \frac{mRbg^2}{2\omega_y^2}$ ergibt sich durch eine Parametrisierung mit elliptischen Koordinaten (s. [4])

$$\Gamma_{th}(\omega) = \frac{\pi\Omega^2\lambda\hbar}{2} \frac{N}{\sqrt{\pi U_0 k_B T}} \exp\left(-\frac{U_0 + \lambda\hbar\omega}{k_B T}\right) \dots \quad (5.14)$$

$$\dots \times \sinh\left(\frac{2\sqrt{U_0\lambda\hbar\omega}}{k_B T}\right), \quad (5.15)$$

wobei Ω die Rabifrequenz ist, mit welcher der Übergang getrieben wird. Dieser Zusammenhang wird auch als die **spektrale Antwortfunktion** einer thermischen Atomwolke bezeichnet. Insbesondere ist festzuhalten, dass

$$\Gamma_{th} \sim \Omega^2. \quad (5.16)$$

Es ist an dieser Stelle noch einmal zu betonen, dass die in Gleichung 5.15 gezeigte spektrale Antwortfunktion gemäß Gleichung 5.6 nur die Kopplung von zwei Zuständen – wie z.B. beim Mikrowellenübergang – beschreibt. Inwiefern und unter welchen Bedingungen diese Theorie auch für die Radiofrequenzkaskade angewendet werden kann, wird im Folgenden besprochen.

Anwendbarkeit für die Radiofrequenzkaskade

Da die Theorie der spektralen Antwortfunktion nur einen einzelnen Übergang betrachtet, stellt sich die Frage, welches Verhalten im Fall der Radiofrequenzkaskade zu erwarten ist.

Dazu wird zunächst die Übergangswahrscheinlichkeit für die Übergänge

$$m_F = 2 \rightarrow m_F = 1 \quad (5.17)$$

bzw.

$$m_F = 1 \rightarrow m_F = 0 \quad (5.18)$$

beim Durchqueren der Resonanzschale abgeschätzt, welche von der Rabifrequenz abhängig ist.

Die Wahrscheinlichkeit P_{trans} , dass ein Atom, welches die Resonanzschale mit einer Geschwindigkeit \vec{v} durchschreitet, einen Übergang vollzieht, lässt sich gemäß der in [4] vorgestellten Landau-Zener-Theorie abschätzen als

$$P_{trans} = 1 - \exp\left(-\frac{\pi\Omega^2}{2|\alpha|}\right), \quad (5.19)$$

wobei

$$\alpha = \frac{\vec{\nabla}U_{mag} \cdot \vec{v}}{\lambda\hbar}. \quad (5.20)$$

Auf Grund des Skalarprodukts und der Orientierung von $\vec{\nabla}U_{mag}$ kann man annehmen, dass

$$\alpha \approx \frac{\frac{dU_{mag}}{dy} \cdot v_y}{\lambda\hbar}. \quad (5.21)$$

$|v_y|$ ist dabei im Mittel über die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung für die Wolkentemperatur T gegeben

$$|v_y| = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_{Rb}}}. \quad (5.22)$$

Der Magnetfeldgradient in vertikaler Richtung am Ort der tatsächlichen Fallenposition unter Berücksichtigung des Gravitationsversatzes lässt sich aus den Simulationen der Falle in Kapitel 3.3 bestimmen. Es ergeben sich Werte in der Größenordnung von

$$\frac{dU_{mag}}{dy} \approx 2 \cdot 10^{-23} \text{J/m}. \quad (5.23)$$

Für $T = 420 \text{nK}$ und Rabifrequenzen $\Omega_{MW} = 2\pi \cdot 40 \text{Hz}$ bzw. $\Omega_{RF} = 2\pi \cdot 200 \text{Hz}$ ⁵¹ und

$$\lambda_{MW} = \frac{2}{3} \quad (5.24)$$

$$\lambda_{RF} = 2 \quad (5.25)$$

ergeben sich für die hier verwendeten Rabifrequenzen aus Gleichung 5.19 Übergangswahrscheinlichkeiten von unter 1%, genauer

51: Eine Kalibrierung der Rabifrequenzen erfolgte wie bereits erwähnt über ein Landau-Zener-Verfahren, was bereits von Federsel et al. [4] angewendet wurde. Mehr Details zur Auswahl der experimentellen Parameter folgen im nächsten Abschnitt.

- ▶ für die Mikrowellenauskopplung ist $P_{trans} = 0.003\%$,
- ▶ für die Radiofrequenzübergänge ist $P_{trans} = 0.26\%$.

Ist die Übergangswahrscheinlichkeit P_{trans} nun hinreichend klein, so müssen die Atome sehr oft die Resonanzschale durchqueren, bis sie einen Übergang vollzogen haben. Es kann die Annahme getroffen werden, dass im Falle der Radiofrequenzeinstrahlung die meisten Atome also zunächst in den $m_F = 1$ Zustand überführt werden, bevor die ersten Atome in den $m_F = 0$ Zustand gelangen. Da am Detektor ohnehin nur ionisierte Atome ankommen, die zuvor im $m_F = 0$ Zustand waren (s. Kap. 8.2), liegt es also nahe, dass im Falle der Radiofrequenzkaskade lediglich der zweite Übergang $m_F = 1 \rightarrow m_F = 0$ für die spektrale Antwortfunktion relevant ist. Dementsprechend kann die zuvor besprochene Theorie und Gleichung 5.15 auch für die Radiofrequenzkaskade – oder genauer gesagt, für den zweiten der beiden Übergänge – angewendet werden. Dies wird im Folgenden experimentell verifiziert.

Messung der spektralen Antwortfunktion

Es wurden Messungen der spektralen Antwortfunktion für den Mikrowellenübergang

$$|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 1\rangle \quad (5.26)$$

und für die Radiofrequenzkaskade

$$m_F = 2 \rightarrow m_F = 1 \rightarrow m_F = 0 \quad (5.27)$$

durchgeführt. Für beide Messungen wurde dabei im Prinzip dasselbe Verfahren angewandt.

Die Atome wurden jeweils in zwei verschiedenen Fällen an derselben axialen Position (in einem Abstand von $29\mu\text{m}$ nach dem Transportleiter T4) präpariert:

- ▶ Mit der Stromkonfiguration $I_Q = 0.9\text{A}$, $I_K = -6\text{A}$ und $B_y = 1.53\text{G}$ befand sich die Wolke an der Position ($93\mu\text{m}$, $321\mu\text{m}$) in der transversalen (x,y)-Ebene mit einer radialen Fallenfrequenz $\omega_y = 2\pi \cdot 170\text{Hz}$.
- ▶ Mit der Stromkonfiguration $I_Q = 0.9\text{A}$, $I_K = -6.5\text{A}$ und $B_y = 1.53\text{G}$ befand sich die Wolke an der Position ($77\mu\text{m}$, $296\mu\text{m}$) in der transversalen (x,y)-Ebene mit einer radialen Fallenfrequenz $\omega_y = 2\pi \cdot 190\text{Hz}$.

Diese beiden Positionen wurden vor allem im Hinblick auf die unterschiedlichen Hintergrundzählraten für Radiofrequenzübergänge hin ausgewählt, auf welche später noch eingegangen wird. Die Fallenfrequenzen ω_y entstammen dabei einer Simulation gemäß Kapitel 3.3. Auch ω_x und ω_z wurden nicht gemessen. Typischerweise gilt für Mikrofallen wie in Kapitel 3 jedoch $\omega_x = \omega_y$. Für den gewählten axialen Einschluss ist $\omega_z \approx 2\pi \cdot 16\text{Hz}$ [54].

Während die Atome in der Falle gehalten wurden, wurde ein externes Feld für eine Dauer von 900ms eingestrahlt⁵² und das Signal der

52: Im Fall der Mikrowelle wurde dies über eine Helixantenne außerhalb der Kammer realisiert, für die Radiofrequenz über den Quadrupolleiter QP1 (vgl. Abb. 2.5).

Einzelatomdetektion parallel dazu aufgenommen. Als externe Quelle wurde hierbei ein Signalgenerator der Firma Rohde & Schwarz (SMF100A) verwendet. Die Fallenfrequenzen waren hierbei hinreichend groß gewählt, sodass der Effekt der Differenz im Gravitationsversatz⁵³ vernachlässigt werden konnte, welcher durch Anregen einer Schwingung der Atomwolke nach dem Übergang prinzipiell zu einem virtuellen Aufheizen der Atomwolke führen könnte. Für die Einzelatomdetektion ist es hierbei nötig, die Frequenz des Zweiphotonenübergangs im Photoionisationsprozess auf den jeweiligen Übergang über den DigiLock anzupassen, wie in Abb. 5.1 dargestellt. Für die Messung der spektralen Antwortfunktion wurde innerhalb von 700ms die Frequenz der eingestrahlten Mikrowelle oder Radiofrequenz um 120kHz bzw. 180kHz über eine Trägerfrequenz ω_c hinweg verfahren. ω_c wurde dabei so gewählt, dass sie der Übergangsfrequenz im Zentrum der Magnetfalle entspricht, welche sich wie in Abb. 5.1 gezeigt durch das Offsetfeld B_0 ergibt

$$\omega_{c,RF} = \frac{1}{2}\mu_B B_0 \quad (5.28)$$

$$\omega_{c,MW} = 6.835\text{GHz} + 3 \cdot \frac{1}{2}\mu_B B_0. \quad (5.29)$$

Die Kalibration der Magnetfeldamplituden und Rabifrequenzen für gewählte Intensitäten des Signalgenerators erfolgte wie bei Federsel et al. [4] über einen Landau-Zener-Übergang. Die Intensität der externen Felder wurde dann hinreichend klein gewählt, sodass sich die Wolkengröße in der Absorptionsabbildung durch die Auskopplung nicht messbar verändert hat⁵⁴. Für die Mikrowelle wurden Magnetfeldamplituden von unter einem Nanotesla gewählt, was Rabifrequenzen von etwa $\Omega = 2\pi \cdot 40\text{Hz}$ entsprochen hat. Für die Radiofrequenzen mussten mit Amplituden von 2nT und $\Omega = 2\pi \cdot 200\text{Hz}$ etwas höhere Werte gewählt werden, da für diese Messung Hintergrundzählraten eine erhebliche Rolle spielten, wie später bei der Messung der Sensitivitäten deutlich wird. Außerdem ist es durchaus denkbar, dass eine Einkopplung der Radiofrequenz über den Quadrupolleiter QP1 verlustbehafteter war als die Einkopplung der Mikrowelle über eine eigens für diesen Zweck entworfene Helixantenne.

Für dieses Verfahren ergeben sich nun Messkurven wie in Abb. 5.3 dargestellt bei einer Wolke mit $N = 400 \cdot 10^3$ Atomen und einer Temperatur $T = 420\text{nK}$. In die Auswertung der Ionenzählrate fließt die Detektionseffizienz α_{det} gemäß Gleichung B.3

$$\Gamma_{ion} = \alpha_{det}\Gamma_{th}, \quad (5.30)$$

mit ein, wobei Γ_{th} durch Gleichung 5.15 gegeben ist.

Die Theoriekurven für die spektrale Antwortfunktion gemäß Gleichung 5.15 sind ebenfalls in Abb. 5.3 dargestellt. Für eine Anpassung der Theoriekurven an die Messdaten wurden die Fallenfrequenz ω_y , aus welcher sich U_0 ergibt, und das Offsetfeld B_0 als freie Parameter zugelassen, da diese Parameter nicht experimentell bestimmt wurden, sondern nur über Simulationen bekannt waren. B_0 taucht dabei zwar in Gleichung 5.15 nicht auf, ist aber für die Eichung der Frequenzachse von Bedeutung⁵⁵. ω_y und B_0 sind lediglich von den Fallenströmen ab-

53: $y_G = \frac{g}{\omega_y^2} = 6\mu\text{m}$ für $m_F = 2$ und $y_G = 12\mu\text{m}$ für $m_F = 1$

54: Absorptionsabbildungen weisen typischerweise Unsicherheiten von 5 - 10% auf. Eine Auskopplung auf diesem Niveau kann also nicht ausgeschlossen werden.

55: Im Experiment wurden lediglich absolute Frequenzen eingestellt, welche erst in Verstimmungen zur Übergangsfrequenz im Fallenzentrum, d.h. zu ω_c , umgerechnet werden mussten.

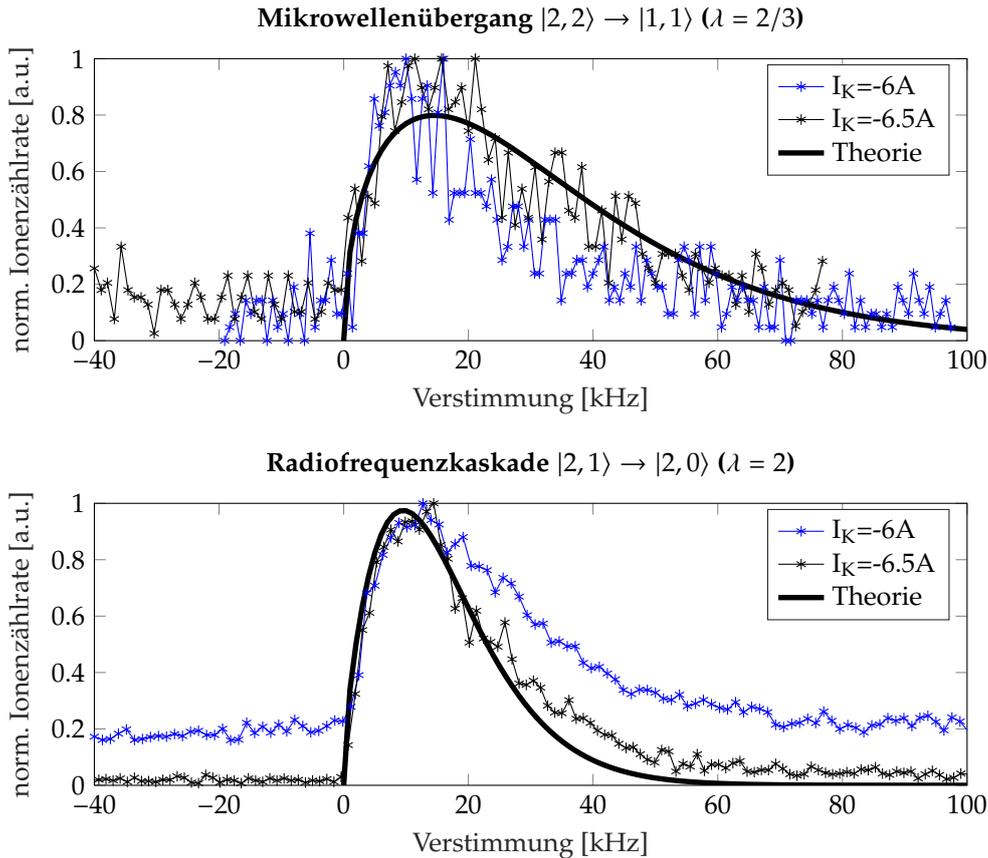


Abbildung 5.3: Spektrale Antwortfunktion für den Mikrowellenübergang (oben) und die Radiofrequenzkaskade (unten), gemessen für jeweils zwei verschiedene Fallen (blaue und schwarze Kurven; unterschiedliche Positionen und Fallenfrequenzen) mit einer Wolke mit $N = 400 \cdot 10^3$ Atomen und einer Temperatur von $T = 420$ nK. Es ist eine normierte Ionenzählrate gegenüber der Verstimmung zur Übergangsfrequenz im magnetischen Fallenzentrum aufgetragen. Die Messkurven wurden dabei über etwa 10 Zyklen gemittelt. Die Theoriekurve für die schwarzen Datenpunkte (schwarze durchgezogene Linie) ergibt sich gemäß Gleichung 5.15. Für die blauen Datenpunkte ist eine Anpassung laut Theorie auf Grund der erhöhten Hintergrundzählraten für die Radiofrequenz nicht möglich. Obwohl es sich bei der spektralen Antwortfunktion um eine *ab-initio* Theorie ohne freie Parameter handelt, wurden für diese Auswertung das Offsetfeld und die Fallenfrequenzen als Fitparameter zugelassen, da diese Größen nicht experimentell bestimmt, sondern nur simuliert wurden. Der Fit erfolgte gemeinsam für beide Fallenkonfigurationen (schwarze Datenpunkte).

56: Für die blauen Datenpunkte war eine Anpassung auf Grund der erhöhten Hintergrundzählraten nicht sinnvoll möglich.

hängig und somit identisch für den Mikrowellenübergang und für die Radiofrequenzkaskade. Es hat sich daher angeboten, die Datensätze für den Mikrowellen- und Radiofrequenzübergang an jeweils einer Position gemeinsam anzufitten.

Der Fit für die schwarzen Datenpunkte⁵⁶ in Abb. 5.3 lieferte ein Offsetfeld $B_0 = 1.04$ G sowie eine Fallenfrequenz für den $m_F = 2$ Zustand von $\omega_y = 2\pi \cdot 170$ Hz (für den Mikrowellenübergang) und eine entsprechend um einen Faktor $\sqrt{2}$ kleinere Fallenfrequenz für den $m_F = 1$ Zustand, was sich durch die Skalierung des Fallenpotentials mit der Magnetquantenzahl m_F erklärt. Die Fallenfrequenz passt in Rahmen üblicher experimenteller Genauigkeiten gut zum erwarteten Wert der Simulation von $2\pi \cdot 190$ Hz. Mehr zur experimentellen Bestimmung des Offsetfeldes ist in Kap. 7.1 zu finden. Auch der für das Offsetfeld gefundene Wert passt quantitativ gut.

Die Verschiebung des Maximums der spektralen Antwortfunktion von der Resonanz im magnetischen Fallenzentrum (d.h. von einer Verstimmung von Null oder der gewählten Trägerfrequenz ω_c) weg ergibt sich durch den Gravitationsversatz. Die Asymmetrie der Kurve

spiegelt die unterschiedliche Anzahl überquerter magnetischer Äquipotentiallinien wider. Abweichungen von der Theorie sind wie bereits bei Federsel et al. [4] durch die Anharmonizität der Falle gegeben.

5.3 Sensitivität

In diesem Kapitel soll die Sensitivität der Einzelatomdetektion für Mikrowellen- und Radiofrequenzübergänge ermittelt werden⁵⁷.

Unter dem Begriff **Sensitivität** ist im Rahmen dieser Arbeit die Minimalfeldstärke einer Magnetfeldfluktuation B_{min} gemeint, welche sich vom Rauschen des Detektionsschemas Γ_h ⁵⁸ bei einer Messdauer T_M gerade abhebt, sodass ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 1 entsteht. Die Sensitivität S ist dann gegeben durch das quadratische Mittel (RMS, *root mean square*) der über T_M aufintegrierten Rauschleistung

$$S = \sqrt{B_{min}^2 \cdot T_M} \quad (5.31)$$

mit der physikalischen Einheit $\frac{T}{\sqrt{Hz}}$ [91].

Die Messungen wurden in den beiden Fällen durchgeführt, welche bereits für die Messung der spektralen Antwortfunktion besprochen wurden. Wieder wurden eine Mikrowelle bzw. eine Radiofrequenz aus der bereits benannten Quelle für $T_M = 900ms$ eingestrahlt und die Ionenzählraten über die Einzelatomdetektion aufgenommen. Für jede der beiden Fällen blieb die Frequenz des auskoppelnden Feldes für die gesamte Messung fix auf dem Maximum der soeben besprochenen jeweiligen spektralen Antwortfunktion. Von Zyklus zu Zyklus wurde die Leistung der externen Quelle und somit die Rabifrequenz Ω_R verändert. Eine Kalibration der Rabifrequenzen und Magnetfeldamplituden erfolgte, wie zuvor in Kapitel 5.2 besprochen, über ein Landau-Zener-Verfahren [4]. Gemäß Gleichung 5.15 ergibt sich eine quadratische Abhängigkeit der Auskoppelrate Γ_{th} von der Rabifrequenz Ω (vgl. Gleichung 5.16)

$$\Gamma_{th} \sim \Omega^2. \quad (5.32)$$

In jedem Zyklus – d.h. für jeden Messpunkt – erfolgte die Absorptionsabbildung dabei stets im Anschluss an die Auskopplung und die Datenaufnahme durch die Einzelatomdetektion.

Es wird nun die minimale Rabifrequenz bestimmt, für welche sich das gemessene Signal von der beobachteten Hintergrundzählrate abhebt. Ein technisches Limit für die Sensitivität ist durch die Dunkelzählrate des Channeltrons von 5Hz gegeben: Kleinere Zählraten gehen somit stets im Rauschen der Dunkelzählrate unter.

Abb. 5.4 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen. Die experimentellen Daten stellen **Anfangszählraten** dar, welche aus dem zeitaufgelösten Ionensignal durch Anpassen folgender Modellfunktion extrahiert wurden.

Befinden sich zu Beginn der Auskopplung N_0 Atome in der Falle und erfolgt die Auskopplung mit einer Rate Γ proportional zur Anzahl

57: Für Mikrowellenübergänge wurde dies bereits bei Federsel et al. [4] untersucht.

58: Im Gegensatz zum Rauschen des Detektors – also des Channeltrons –, welches durch die Dunkelzählrate von 5Hz gegeben ist, ist die maßgebliche Limitierung des gesamten Detektionsschemas durch die Hintergrundzählraten gegeben.

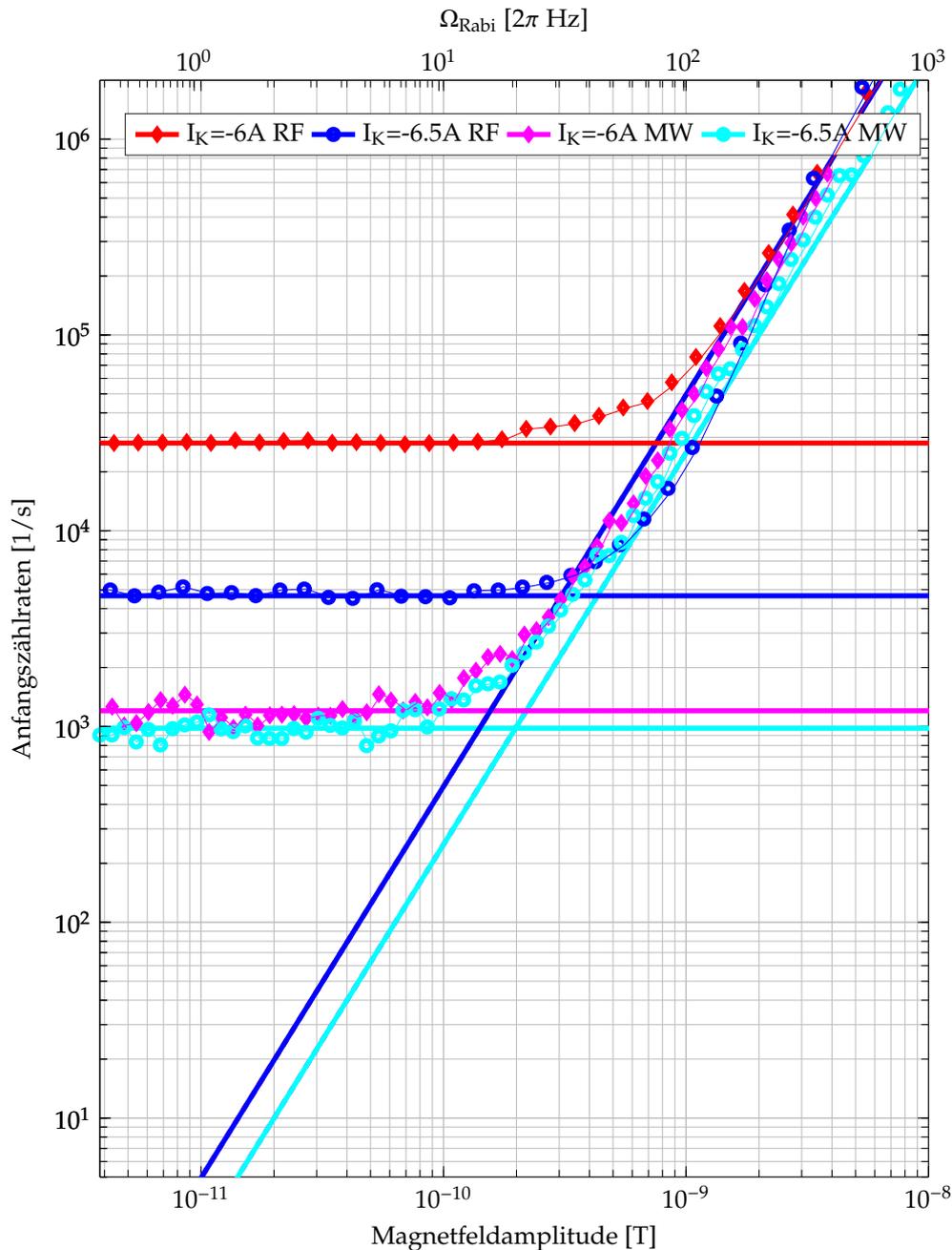


Abbildung 5.4: Messung der Anfangszählraten bei Änderung der Mikrowellen- (magenta und cyan) bzw. Radiofrequenzleistung (rot und blau) für die beiden bekannten Fallenpositionen. Die Kalibration der unteren (Amplitude der Magnetfeldfluktuation) und oberen x-Achse (Rabifrequenz) erfolgte über ein Landau-Zener-Verfahren. Die Anfangszählraten wurden hierbei bereits um die Detektionseffizienz korrigiert, welche aus den Daten der Absorptionsabbildung gewonnen wurde. Die Theoriekurven (blau für die Radiofrequenz und cyan für die Mikrowelle) ergeben sich aus der Abhängigkeit des Maximums der spektralen Antwortfunktion von der Rabifrequenz (vgl. Gleichung 5.15). Die Magnetfeldamplituden B_{min} zur Bestimmung der Sensitivitäten gemäß Gleichung 5.31 ergeben sich an den Schnittpunkten der extrapolierten Theoriekurven und dem gemittelten Level der Hintergrundzählraten (horizontale Kurven).

verbleibender Atome⁵⁹ $N(t)$ zu einem Zeitpunkt t nach Start der Auskopplung, so ergibt sich durch eine einfache Differentialgleichung die Modellfunktion

$$N(t) = N_0 e^{-\Gamma t}. \quad (5.33)$$

Nimmt man nun an, dass die Zählraten Γ_{det} am Detektor proportional zu N sind, ergibt sich

$$\Gamma_{det}(t) = \Gamma_0 e^{-\Gamma t} \quad (5.34)$$

mit der Anfangszählrate Γ_0 . Diese wurde durch eine Funktionsanpassung aus den mit 1ms gebinnnten Ionensignalen extrahiert. Es werden maximal Anfangszählraten von bis zu 10^6 Hz berücksichtigt, da laut Spezifikation das Channeltron ab Zählraten dieser Größenordnung zu sättigen beginnt. In Abb. 5.4 sind Anfangszählraten von bis zu $2 \cdot 10^6$ Hz dargestellt. Im Experiment ist darauf zu achten, dass sich das Channeltron nicht in Sättigung befindet, was über die Detektionseffizienz justiert werden kann. Hierfür werden die Laserleistungen der Ionisationslaser gegebenenfalls reduziert.

Für eine theoretische Auswertung dient die Abhängigkeit des Maximums der spektralen Antwortfunktion von der Rabi-Frequenz gemäß Gleichung 5.15. Für eine quantitative Vergleichbarkeit wurden die gemessenen Anfangszählraten um die Detektionseffizienz α_{det} korrigiert. Diese konnte experimentell aus dem Vergleich der Ionenzählraten und den entsprechenden Daten der Absorptionsabbildung bestimmt werden. Da nicht für jedes Bild sowohl eine Referenz- als auch eine reduzierte Atomzahl nach Auskopplung N_0 und N_{red} bestimmt wurden, konnte die Detektionseffizienz jedoch nicht gemäß Gleichung 4.16 ermittelt werden. Stattdessen wurde ohne Einstrahlung des externen Feldes die anfängliche Atomzahl N_{ref} sowie die zugehörige Anzahl der im Messintervall T_M insgesamt am Detektor eingetroffenen Hintergrundionen $N_{ion,h}$ gemessen. Zusätzlich wurde die Anzahl der am Detektor angekommenen Ionen $N_{ion,max}$ während T_M bestimmt, falls innerhalb T_M die gesamte Atomwolke ausgekoppelt wurde. Dies ist der Fall, wenn in der Absorptionsabbildung keine Atome mehr zu sehen waren. Die Größe

$$\alpha_{det} = \frac{N_{ion,max} - N_{ion,h}}{N_{ref}} \quad (5.35)$$

ist mit der Detektionseffizienz gemäß Gleichung 4.16 vergleichbar. Dieser Zusammenhang berücksichtigt jedoch im Vergleich zu Gleichung 4.16 auch Hintergrundzählraten, welche proportional zur Atomzahl in der Falle⁶⁰ sind [4]. Da Hintergrundzählraten bei den im Folgenden gezeigten Messungen eine signifikante Rolle spielen, ist Gleichung 5.35 besser zur Beschreibung der Messung geeignet als Gleichung 4.16. Nicht berücksichtigt werden dabei andere Verlustmechanismen von Atomen aus der Falle, die z.B. durch die endliche Lebensdauer der Wolke gegeben sind. Da ultrakalte Atomwolken bei den Drücken in Ultrahochvakuumkammern aber typischerweise Lebensdauern von etwa einer Minute aufweisen, belaufen sich die Verluste auf Grund endlicher Lebensdauer im Messzeitraum auf weniger als 2%, weshalb

59: Dies ist gemäß Gleichung 5.15 gegeben.

60: Dies legt nahe, dass es sich um Atome aus der Falle handelt.

Tabelle 5.1: Detektionseffizienzen der Sensitivitätsmessungen für Mikrowellen- und Radiofrequenzübergänge.

	Mikrowelle	Radiofrequenz
$I_K = -6.5\text{A}$	5.6%	14.5%
$I_K = -6\text{A}$	8.1%	25.2%

Tabelle 5.2: Gemessene und theoretisch erreichbare Sensitivitäten für Mikrowellen- und Radiofrequenzübergänge. Die gemessenen Sensitivitäten sind durch die Hintergrundzählraten begrenzt, die theoretisch erreichbaren (*Limit*) durch die Dunkelzählrate des Channeltrons.

	Mikrowelle	Radiofrequenz
$I_K = -6.5\text{A}$	220pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$	341pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$
$I_K = -6\text{A}$	243pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$	837pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$
Limit	14pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$	11pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$

diese Verluste vernachlässigt werden können.

Für die Detektionseffizienz ergaben sich nach dieser Methode die in Tabelle 5.1 gezeigten Werte. Grundsätzlich scheinen die Detektionseffizienzen für $I_K = -6\text{A}$ größer zu sein als für $I_K = -6.5\text{A}$ und für die Radiofrequenzkaskade größer als für die Mikrowellenauskopplung.

Dass die Detektionseffizienzen für Radiofrequenz- grundsätzlich höher liegen als für Mikrowellenübergänge, könnte dabei zwei verschiedene Gründe haben. Zum einen werden die Atome mit der Mikrowelle in den antigelegenen Zustand $|F = 1, m_F = 1\rangle$ überführt, weswegen sie aus der Falle herausbeschleunigt werden, was die Wahrscheinlichkeit für eine Durchquerung der Ionisationslaser verringert. Außerdem durchqueren die Atome beim Fall zu den Ionisationslasern generell immer auch eine zweite Resonanzschale, was auf Grund des vertikalen Verlaufs des Magnetfallenpotentials gegeben ist. In dieser zweiten Resonanzschale können die Atome einen weiteren Übergang machen. Die durch Radiofrequenz ausgekoppelten Atome werden gegebenenfalls in einen anderen m_F Zustand überführt, können aber trotzdem noch ionisiert werden. Die durch eine Mikrowelle ausgekoppelten Atome können hingegen wieder in die Unterzustände des $F = 2$ Zustandes zurückgeführt werden, weshalb sie auf Grund der Hyperfeinstrukturaufspaltung des ^{87}Rb Grundzustandes um 6.835GHz gegenüber dem Zweiphotonenübergang verstimmt sind und somit nicht mehr ionisiert werden können. Der Unterschied für die beiden Fallenkonfigurationen lässt sich durch den größeren Abstand der Fallenposition von den Ionisationslasern für $I_K = -6.5\text{A}$ gemäß Abb. B.8 erklären.

Die Messergebnisse und die Theoriekurven in Abb. 5.4 stimmen insgesamt gut überein. Für die Radiofrequenzkaskade (rote und blaue Kurve) sind die Hintergrundzählraten an beiden Wolkenpositionen - vor allem aber für die rote Kurve - deutlich höher.

Die Sensitivitäten gemäß Gleichung 5.31 für die einzelnen Kurven ergeben sich, wie in Abb. 5.4 angedeutet, durch die x-Werte der Schnittpunkte zwischen dem Level der Hintergrundzählrate für jede Kurve und der entsprechenden Theoriekurve. Die y-Achse der Darstellung wurde so gewählt, dass das technische Limit der Sensitivität, welches durch die Dunkelzählrate des Detektors von 5Hz bedingt ist, sich jeweils direkt am Schnittpunkt der Theoriekurven mit der x-Achse ablesen lässt. Es ergeben sich unter Berücksichtigung der Messdauer $T_M = 900\text{ms}$ die in Tabelle 5.2 aufgeführten Werte (*Limit*).

Wie in Abb. 5.4 deutlich zu erkennen ist, unterscheiden sich die beiden betrachteten Fallenpositionen - trotz ähnlicher Position der Wolke in der transversalen Ebene und vergleichbaren Fallenparametern -

deutlich hinsichtlich der Hintergrundzählraten. Die Lokalisierung der Hintergrundzählraten wird im weiteren Verlauf der Arbeit thematisiert (s. Kap. 9).

Es zeigt sich also, dass im technischen Limit der Detektordunkelzählrate für die Radiofrequenzkaskade zwar geringere Magnetfeldamplituden B_{min} messbar wären, dass dies aber durch die deutlich höheren Hintergrundzählraten kompensiert wird.

Da die Experimente in dieser Arbeit stets in der Nähe der Nanochipoberfläche stattfinden, sollen in diesem Kapitel physikalische Effekte vorgestellt werden, welche für ultrakalte Atome in der Nähe von Oberflächen relevant sind. Allgemein kommt es an Oberflächen aus verschiedensten Gründen zu Verlusten und demzufolge verringerten Lebensdauern ultrakalter Atomwolken. Zu unterscheiden sind dabei grundsätzlich der Effekt durch das Casimir-Polder-Potential (Kap. 6.1), welcher zum Öffnen der Magnetfalle in sehr kleinen Abständen von wenigen Mikrometern zur Oberfläche führt, und Verlustmechanismen, welche durch magnetische Fluktuationen zu Spinflips einzelner Atome und somit zu Verlusten aus der Falle führen (Kap. 6.2).

6.1 Casimir-Polder-Potential . .	59
6.2 Johnson-Rauschen über metallischen Oberflächen	62

6.1 Casimir-Polder-Potential

In der Nähe einer Oberfläche erfahren die Atome zusätzliche Kräfte durch einen quantenphysikalischen Effekt, den sogenannten **Casimir-Effekt** [92]. Dieser beruht auf der Anziehung von Oberflächen im Vakuum auf Grund von **Vakuum- oder Nullpunktfuktuationen**. Die Anziehung ergibt sich dabei aus der Summe aller Strahlungsdrücke der Moden des quantisierten elektromagnetischen Feldes innerhalb und außerhalb des Resonators, welcher von den Oberflächen gebildet wird. Ebenso entsteht durch die Wechselwirkung von Oberflächen und Atomen im Vakuum ein attraktives Potential, das **Casimir-Polder-Potential**, welches im retardierten Bereich gemäß

$$U_{CP} = -\frac{C_4}{r^4} \quad (6.1)$$

skaliert [57, 93] mit einer einem materialabhängigen Koeffizienten C_4 , wobei r den Abstand einer Atomwolke zur betreffenden Oberfläche bezeichnet.

In dieser Arbeit ist zu beachten, dass Positionen in y -Richtung als vertikale Abstände von der Atomchipoberfläche angegeben werden. Die relevante Oberfläche für Experimente in dieser Arbeit stellt jedoch die Nanochipoberfläche dar, welche sich in einem gewissen Abstand von der Atomchipoberfläche befindet. Da die Substratdicke des Nanochips etwa $150\mu\text{m}$ beträgt⁶² und dieser mit einer Klebersicht unbekannter Dicke auf dem Atomchip aufgeklebt wurde, stellen $150\mu\text{m}$ eine untere Grenze für die relative Position der Nanochip- zur Atomchipoberfläche dar. Ein Verfahren zur Bestimmung des Abstandes von Nano- und Atomchipoberfläche wird in diesem Kapitel vorgestellt.

Die Konstante C_4 ist abhängig von der Art der Oberfläche [57, 93]: Für ein ^{87}Rb Atom vor der Oberfläche eines perfekten Leiters gilt

$$C_4 = 1.78 \cdot 10^{-55} \text{Jm}^4, \quad (6.2)$$

62: Laut Angaben der Arbeitsgruppe Weig in Konstanz. Das Substrat wurde von einer ursprünglichen Dicke von $300\mu\text{m}$ in einem speziellen Verfahren auf $150\mu\text{m}$ herunterpoliert.

während C_4 für eine dielektrische Oberfläche von deren Dielektrizitätskonstante ϵ abhängig ist. Für ein ^{87}Rb Atom vor einer Siliziumoberfläche gilt beispielsweise

$$C_{4, \text{Si}} = 1.2 \cdot 10^{-55} \text{Jm}^4. \quad (6.3)$$

Da Rubidiumatome zudem auf Grund ihrer guten Polarisierbarkeit an Oberflächen haften bleiben, bilden sich dort sogenannte **Adsorbate** aus polarisierten Atomen, welche durch das entstehende elektrische Feld ein zusätzliches attraktives Potential auf die Atome ausüben. Unter der Annahme flächiger Adsorbate auf der Oberfläche gilt für die Abstandsabhängigkeit des elektrischen Feldes der Adsorbate [85]

$$E_{ad} \sim \frac{1}{r}. \quad (6.4)$$

Somit gilt für Potential wegen $U_{ad} \sim |E_{ad}|^2$

$$U_{ad} = -\frac{C_{ad}}{r^2}, \quad (6.5)$$

wobei r wiederum den Abstand der Atomwolke von der Oberfläche beschreibt und C_{ad} eine Proportionalitätskonstante ist. Diese wurde von Michael Gierling in seiner Dissertation [57] für ^{87}Rb -Adsorbate auf $C_{ad} < 11 \cdot 10^{-44} \text{Jm}^2$ abgeschätzt.

Das Gesamtpotential U_{tot} für die Atome setzt sich somit aus dem Fallenpotential U_F gemäß Gleichung 3.29 und den beiden attraktiven Potentialen U_{CP} und U_{ad} zusammen

$$U_{tot}(x, y, z) = U_F + U_{CP} + U_{ad} \quad (6.6)$$

$$= U_F(x, y, z) - \frac{C_4}{(y - d_{nano})^4} - \frac{C_{ad}}{(y - d_{nano})^2}, \quad (6.7)$$

wobei d_{nano} die relative Lage der Nanochip- zur Atomchipoberfläche darstellt.

Abb. 6.1 stellt anschaulich dar, welchen Effekt die Nähe einer Oberfläche auf die Atome hat: Die Falltiefe senkt sich auf einen Wert U_0 herab, welcher signifikant kleiner werden kann als die in Kapitel 3.3 definierte Falltiefe, welche sich aus dem lokalen Minimum und Maximum des magnetischen Fallenpotentials ergibt⁶³. U_0 ist abhängig vom Abstand des Fallenzentrums zur Nanochipoberfläche $y_{nano} = y - d_{nano}$, wobei d_{nano} den festen Abstand zwischen Atom- und Nanochipoberfläche bezeichnet. Durch das Absenken des Fallenrandes bei Annäherung an die Oberfläche wird die Atomwolke evaporativ gekühlt [93], wodurch sich die Atomzahl verringert, da die heißen Atome die Falle verlassen. Ab einem bestimmten Abstand d_{min} zwischen Atomwolke und Oberfläche gilt $U_0 \leq 0$, d.h. das Gesamtpotential weist kein lokales Minimum mehr auf, wodurch die in der Falle verbleibenden Atome nicht mehr gefangen sind. Man spricht dann vom **Öffnen der Falle**. Eine Simulation des Fallenpotentials gemäß Kapitel 3.3 unter Berücksichtigung des Casimir-Polder-Potentials ergibt, dass dies für die Fallen in diesem Experiment typischerweise für einen Abstand $d_{min} = 2.5 \mu\text{m}$ geschieht.

Quantitativ lässt sich die reduzierte Atomzahl N_{red} aus der Boltzmann-

63: Die durch das Fallenpotential U_F bestimmte Falltiefe ist in Abb. 6.1 nicht erkennbar, da die y-Achse nur einen kleinen Ausschnitt um das Potentialminimum herum zeigt, während die durch U_F gegebene Falltiefe um ein Vielfaches größer ist.

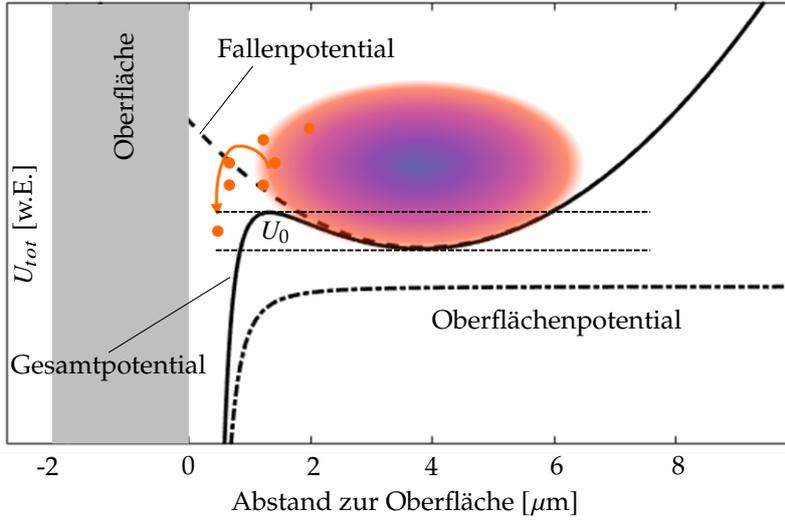


Abbildung 6.1: Dargestellt sind das Fallenpotential (bestehend aus magnetischem und Gravitationspotential) in vertikaler Richtung in Abhängigkeit des Abstandes zur Oberfläche des Nanochips, sowie das Oberflächenpotential, welches sich aus dem Casimir-Polder-Potential und dem zusätzlichen attraktiven Potential der Rubidiumadsorbate auf der Oberfläche zusammensetzt. Das Oberflächenpotential fällt zur Oberfläche hin steil ab und biegt somit das Gesamtpotential zur Oberfläche hin auf. Durch das deutliche Absenken des Fallenrandes gehen Atome aus der Falle verloren (orangene Punkte). Die Atomzahl ist nun abhängig von der abgesenkten Falltiefe U_0 . Gleichung 6.12 beschreibt den quantitativen Zusammenhang.

Verteilung $n(E)$ und der Zustandsdichte $\rho(E)$ berechnen

$$N_{red}(y_{nano}) = \int_0^{U_0} n(E)\rho(E)dE. \quad (6.8)$$

Da für ein dreidimensionales harmonisches Potential wie das Fallenpotential in der Nähe des Minimums gilt (s. Anhang C)

$$\rho(E) \sim 1, \quad (6.9)$$

lässt sich Gleichung 6.8 wie folgt vereinfachen

$$N_{red}(d_{nano}) = \int_0^{U_0} n(E)dE \quad (6.10)$$

$$= \frac{N_0}{k_B T} \int_0^{U_0} dE e^{-\frac{E}{k_B T}} \quad (6.11)$$

$$= N_0 \left(1 - e^{-\frac{U_0(y_{nano})}{k_B T}} \right), \quad (6.12)$$

wobei N_0 die ursprüngliche Atomzahl und T die ursprüngliche Temperatur der Atomwolke ist. Anschaulich bedeutet dies, dass die Atome in der Falle nur noch Zustände mit $E < U_0$ besetzen können.

Entwirft man nun ein Experiment, bei dem die Atomwolke sukzessive an die Oberfläche herangefahren wird, so gehen gemäß Gleichung 6.12 alle Atome mit einer Energie $E \geq U_0$ aus der Falle verloren. Falls dies langsam genug geschieht, kann die Wolke rethermalisieren, sodass die Wolkentemperatur wohldefiniert ist und abnimmt. Es handelt sich hierbei also um einen Kühlprozess. Wie in der Dissertation von Michael Gierling [57] gezeigt wurde, kann die Änderung der Temperatur durch einen konstanten Gradienten g_T mit dem Abstand von der Oberfläche angenommen werden, was einer konstanten Kühlrate entspricht

$$T(d_{nano}) = T_0 + g_T \cdot d_{nano} \quad (6.13)$$

mit der Wolkentemperatur T_0 weit weg von der Oberfläche, sodass der Einfluss von U_{CP} und U_{ad} noch vernachlässigbar ist.

In der Dissertation von Michael Gierling [57] wurde ein Verfahren zur Messung der relativen Lage d_{nano} der Nano- zur Atomchipoberfläche vorgestellt, welches auf dem soeben beschriebenen physikalischen Zusammenhang und insbesondere auf Gleichung 6.12 beruht. Es wurde auch für den Nanochip in diesem Experiment angewendet. Die Ergebnisse finden sich in Anhang D.

6.2 Johnson-Rauschen über metallischen Oberflächen

Außer dem soeben beschriebenen attraktiven Casimir-Polder-Potential erfahren ultrakalte Atomwolken über metallischen Oberflächen noch andere Effekte, welche sich auf die Verlustraten aus der Falle und somit auf die Lebensdauer der Wolke auswirken.

Neben einer Reihe technischer Effekte [89], die aber lediglich eine Rolle spielen, wenn die metallische Oberfläche stromdurchflossen ist und als Fallenleiter verwendet wird, gibt es auch einen fundamentalen Effekt, welcher auf Grund der Brownschen Bewegung von freien Ladungsträgern in Metallen entsteht, das sogenannte **Johnson-** oder **Wärmerauschen** [94, 95]. Dies resultiert in einem nachweisbaren Stromrauschen, das wiederum zu einem fluktuierenden Magnetfeld führt. Die Atome wechselwirken mit dem Nahfeld der Schwarzkörperstrahlung der metallischen Oberfläche. Die spektrale Leistungsdichte des Johnson-Rauschens ist dabei weitestgehend frequenzunabhängig, d.h. es handelt sich um ein weißes Rauschen.

In ultrakalten Atomwolken verursacht dieses Rauschen in der Nähe der Oberfläche Spinflips, welche die Atome in ungefangene Zustände überführen können, wodurch sie aus der Falle verloren gehen. Dieser Verlusteffekt wurde für ultrakalte Atome und Bose-Einstein-Kondensate in der Nähe einer metallischen Oberfläche in den Arbeiten von Jones et al. [89] und Lin et al. [8] nachgewiesen. Der wesentliche Unterschied der beiden Arbeiten liegt in der Schichtdicke des Metalls: Während bei Jones et al. [89] ein sogenanntes **Bulkmaterial** untersucht wurde, fokussiert sich die Arbeit von Lin et al. [8] auf eine metallische Dünnschicht. Die Definition einer **Dünnschicht** ist materialabhängig und durch die Eindringtiefe elektromagnetischer Felder einer bestimmten Frequenz in das Metall gegeben: Man spricht von einer Dünnschicht, falls die Materialdicke kleiner als die Eindringtiefe ist. Die Eindringtiefe eines elektromagnetischen Feldes der Frequenz 1MHz liegt für Gold bei etwa $75\mu\text{m}$, für Kupfer bei etwa $65\mu\text{m}$ ⁶⁴. Wie aus Kapitel 2.4 bekannt, beträgt die Schichtdicke der Goldmaske auf dem Nanochip in dieser Arbeit 50nm und ist somit um etwa drei Größenordnungen kleiner als die Eindringtiefe. Bei Lin et al. [8] betrug die Dicke der Metallschicht (Kupfer) $2\mu\text{m}$, was ebenfalls den Grenzfall der Dünnschicht rechtfertigt. Das Experiment und die Daten von Lin et al. [8] sind in Abb. 6.2 dargestellt.

Dabei wurden die im Experiment erzeugten Bose-Einstein-Kondensate

64: Die Eindringtiefe δ eines elektromagnetischen Wechselfeldes der Frequenz f_0 in ein Metall mit spezifischem Widerstand ρ und Permeabilität μ_r lässt sich gemäß $\delta = \sqrt{\rho/(\pi f_0 \mu_0 \mu_r)}$ berechnen [96].

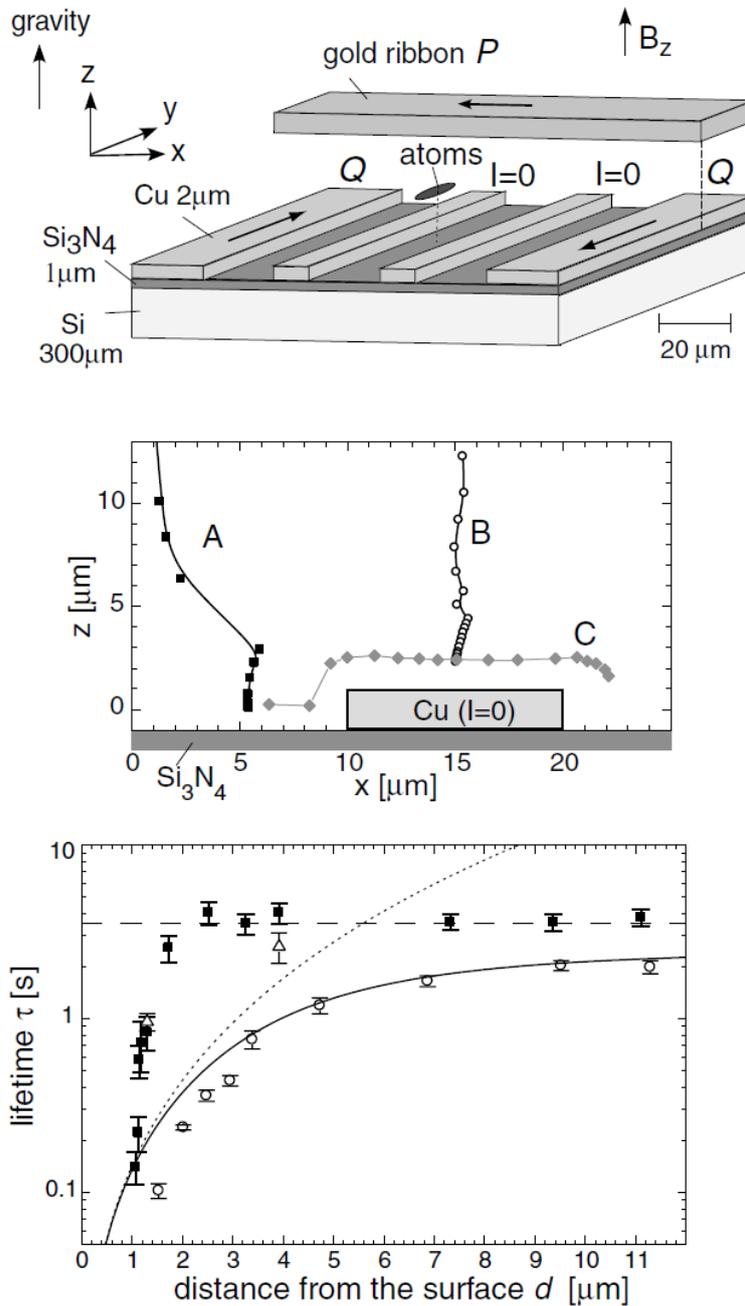


Abbildung 6.2: Beschreibung des Experiments von Lin et al. [8] zum Nachweis von Verlusten aus einer ultrakalten Atomwolke in der Nähe metallischer Oberflächen auf Grund von Johnson-Rauschen. Die Abbildungen sind aus Lin et al. [8] mit Erlaubnis des Herausgebers übernommen. Das obere Bild zeigt die Atomchip- und Leitergeometrie des Experiments. An der Bildung des Quadrupolkanals – analog zu dem in dieser Arbeit beschriebenen – sind die beiden mit Q bezeichneten Leiter beteiligt. Ein axialer Einschluss wird durch das auf die Chipoberfläche gebondete Goldband (*gold ribbon*) erzeugt. Die Messungen an der metallischen Oberfläche wurden an einem der beiden zwischen den Q-Leitern befindlichen 2 μm dicken Kupferleitern durchgeführt. Bzgl. des verwendeten Koordinatensystems ist hierbei zu beachten, dass hier die x-z-Ebene die transversale Ebene ist und y die axiale Richtung bezeichnet. Die Positionen in der transversalen Ebene wurden wie in dieser Arbeit durch ein spezielles Kalibrationsverfahren aus den Fallenströmen und -magnetfeldern bestimmt. Die für die Messung der Lebensdauern abgefahrene Trajektorie ist in der mittleren Abbildung als Trajektorie B dargestellt. Eine Vergleichsmessung über der dielektrischen Oberfläche des mit Siliziumnitrid beschichteten Siliziumsubstrats wurde entlang Trajektorie A durchgeführt. Das untere Bild zeigt schließlich das Ergebnis der Lebensdauermessungen eines Kondensats mit $50 \cdot 10^3$ Atomen in Abhängigkeit des Fallenabstandes von der Oberfläche. Die schwarzen Quadrate stellen die Referenzmessung über der dielektrischen Oberfläche, die offenen Kreise die Messung über der metallischen Oberfläche dar.

Tabelle 6.1: Wichtige Eigenschaften des Experiments von Lin et al. [8] im Vergleich mit dieser Arbeit: Leitergeometrien, Material und Fallenfrequenzen.

	Lin [8]	Nanochip
d_M	$2\mu\text{m}$	50nm
w	$10\mu\text{m}$	$12 - 50\mu\text{m}$
Material	Cu	Au
ω_r	$2\pi \cdot 5\text{kHz}$	$2\pi \cdot 100\text{Hz}$

mit etwa $50 \cdot 10^3$ ^{87}Rb Atomen innerhalb von 40ms an die gewünschte Position entlang der in Abb. 6.2 dargestellten Trajektorie B verfahren, dort für eine variable Zeit t_H gehalten, und schließlich wieder auf einen Abstand von $100\mu\text{m}$ zu Oberfläche gefahren und von dort mit Hilfe einer Absorptionsabbildung abgebildet. Durch Variation der Haltezeit t_H ergibt sich eine exponentiell abfallende zeitabhängige Atomzahlkurve

$$N(t_H) = N_0 e^{-\Gamma_1 t_H}, \quad (6.14)$$

deren Zeitkonstante $T_L = \frac{1}{\Gamma_1}$ als die **Lebensdauer** der Wolke an dieser Position bezeichnet wird.

Für Γ_1 fanden Lin et al. [8] in Anlehnung an die Theorie von Henkel et al. [97, 98] den folgenden Zusammenhang, wodurch sich die im unteren Bild von Abb. 6.2 dargestellte Theoriekurve ergibt.

$$\Gamma_1 = C_{Fm}^2 C_0 \left[d \cdot \left(1 + \frac{d}{d_M} \right) \left(1 + \frac{2d}{w} \right) \right]^{-1}, \quad (6.15)$$

wobei C_{Fm}^2 das Übergangsmatrixelement des Spinabsteigeoperators \hat{S}_- ist

$$C_{Fm}^2 = \langle F, m-1 | \hat{S}_- | F, m \rangle^2, \quad (6.16)$$

welches jedoch auf Grund des Kaskadenübergangs

$$|2, 2\rangle \rightarrow |2, 1\rangle \rightarrow |2, 0\rangle \quad (6.17)$$

durch [8]

$$\left(C_{22}^{-2} + C_{21}^{-2} \right)^{-1} = \left(4 + \frac{8}{3} \right)^{-1} \quad (6.18)$$

ersetzt wird. Der Parameter

$$C_0 = 88 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}} \frac{T_O}{300\text{K}} \frac{\rho_{Cu}}{\rho} \quad (6.19)$$

enthält die Abhängigkeiten von der Oberflächentemperatur T_O und dem spezifischen Widerstand ρ der metallischen Oberfläche⁶⁵. Im Geometriefaktor aus Gleichung 6.15

$$\left[d \cdot \left(1 + \frac{d}{d_M} \right) \left(1 + \frac{2d}{w} \right) \right]^{-1} \quad (6.20)$$

sind der Abstand d des Atoms von der Oberfläche, die Schichtdicke der metallischen Oberfläche d_M sowie deren Breite w von Relevanz⁶⁶.

Dieses Modell soll später auch für die Experimente in dieser Arbeit

65: $\rho_{Cu} = 1.7 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$

66: Werte für die Ausdehnungen der Goldschicht sind in Tabelle 6.1 zu finden.

(s. Kapitel 9.3) angewendet werden. Dafür ist es jedoch nötig, die Unterschiede und Parallelen der beiden Experimente aufzuzeigen. Eine Gegenüberstellung der wichtigsten Schlüsseigenschaften findet sich in Tabelle 6.1.

Sowohl im Experiment von Lin et al. [8] als auch im Experiment in dieser Arbeit verläuft ein metallischer Leiter auf der Chipoberfläche unterhalb der Atomwolke. Die Breiten der Leiter sind vergleichbar⁶⁷ und die Schichtdicken der Leiter in beiden Fällen so gewählt, dass sie eine Dünnschicht bilden. Die experimentelle Situation ist also sehr ähnlich, weswegen die Annahme getroffen wird, dass das oben dargestellte Modell sowie insbesondere Gleichung 6.15 auch für das in dieser Arbeit gezeigte Experiment gültig ist. Jedoch ist die Dünnschicht auf dem Nanochip in dieser Arbeit noch einmal um einen Faktor 40 dünner⁶⁸, was einen wesentlichen Unterschied der beiden Experimente darstellt.

Lin et al. [8] rechneten zusätzlich mit einer abstandsunabhängigen Limitierung der Lebensdauer durch Einkörperverluste. Für ihr Experiment wurde eine Einkörperverlustrate $\Gamma_0 = 0.4\text{Hz}$ bestimmt und zur abstandabhängigen Rate Γ_1 gemäß Gleichung 6.15 addiert

$$N(t) = N_0 e^{-(\Gamma_1 + \Gamma_0)t}, \quad (6.21)$$

$$T_L = \frac{1}{\Gamma_1 + \Gamma_0}. \quad (6.22)$$

Bose-Einstein-Kondensate, welche im experimentellen Aufbau dieser Arbeit entstehen, haben jedoch typischerweise Lebensdauern von bis zu 100s, was einer Rate $\Gamma_0 = 0.01\text{Hz}$ entspricht.

Es stellt sich die Frage, ob die Verlustraten an der Oberfläche des Nanochips mit einer 50nm dünnen Goldschicht ebenfalls mit der Methode von Lin et al. [8] nachgewiesen werden können. Zu diesem Zwecke wurden die zu erwartenden Ergebnisse für eine 50nm Goldschicht mit Hilfe von Formel 6.15 simuliert. Abb. 6.3 stellt die Ergebnisse dieser Simulation den Messdaten von Lin et al. [8] gegenüber. Dabei werden drei verschiedene Einkörperverlustraten betrachtet: das von Lin et al. angenommene $\Gamma_0 = 0.4\text{Hz}$, das im Experiment in dieser Arbeit beobachtete $\Gamma_0 = 0.01\text{Hz}$ und ein Zwischenwert von $\Gamma_0 = 0.1\text{Hz}$. Wie in Abb. 6.3 eindrücklich vermittelt wird, ist Γ_0 sehr wichtig für eine Messbarkeitsaussage. Dies soll im Folgenden näher erläutert werden. Für jede der drei gewählten Einkörperverlustraten wurde die simulierte Abstandsabhängigkeit der Gesamtlebensdauer gemäß Gleichung 6.22 unter Berücksichtigung der Verluste über metallischen Dünnschichtoberflächen aufgetragen (linke Seite in Abb. 6.3). Dabei wurde gemäß Gleichung 6.15 sowohl die $2\mu\text{m}$ Kupferschicht bei Lin et al. als auch die 50nm Goldschicht für den Nanochip aus dem hier vorgestellten Experiment betrachtet. Rechts daneben ist jeweils eine simulierte Lebensdauerkurve gemäß Gleichung 6.14 in einem exemplarischen Abstand von $4\mu\text{m}$ von der Chipoberfläche. Zum Vergleich wird ebenfalls die zu erwartende Verlustkurve rein durch die Einkörperverlustrate Γ_0 aufgezeichnet. Ein gesicherter Nachweis der zusätzlichen Atomzahlverluste durch das Rauschen über metallischen Oberflächen ist nur möglich, falls sich die Gesamtverlustrate signifikant von der Ein-

67: Beim Nanochip in dieser Arbeit ist die Leiterbreite jedoch an den Aufhängepunkten mit etwa $50\mu\text{m}$ etwas größer.

68: 50nm statt $2\mu\text{m}$

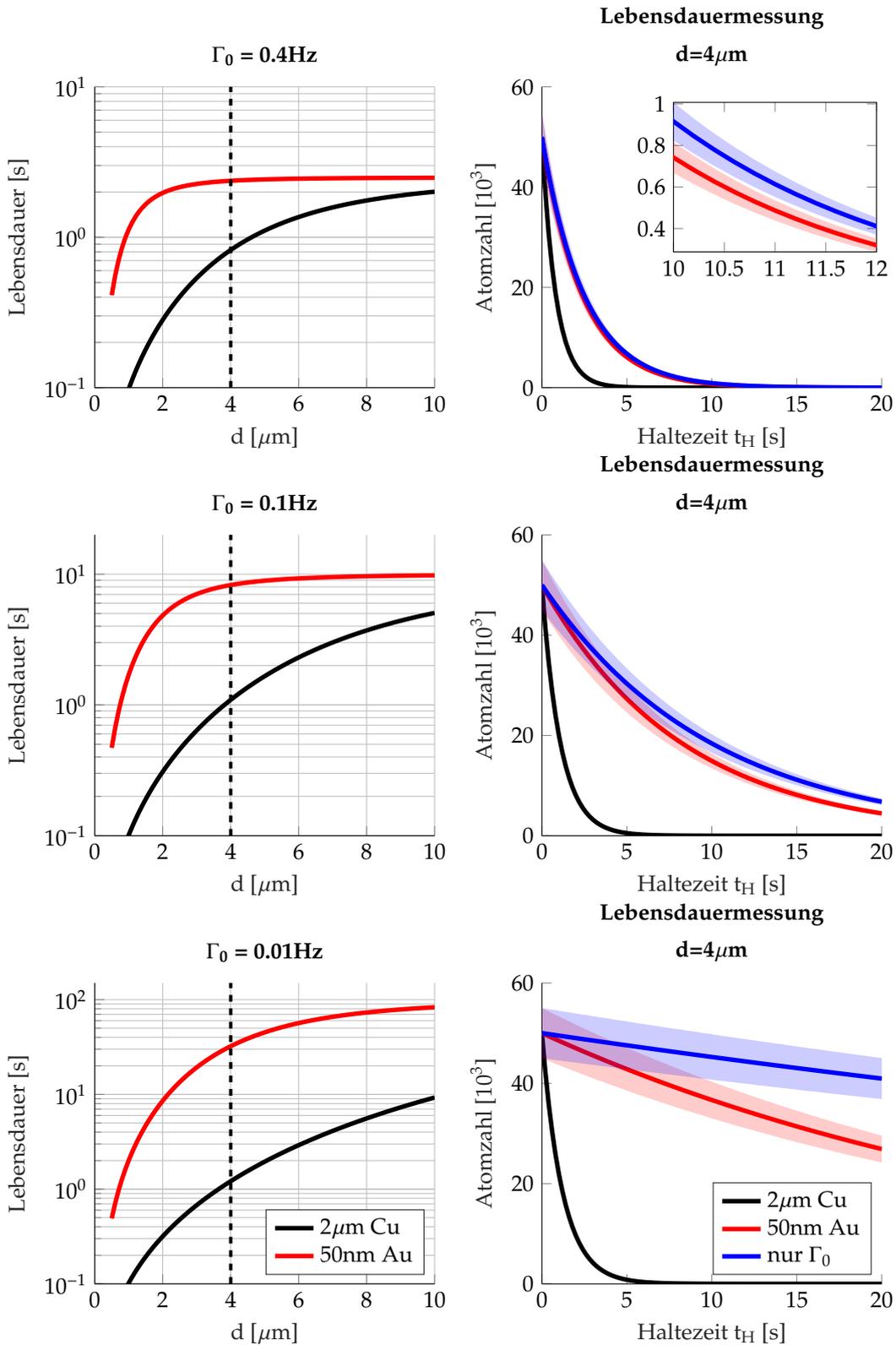


Abbildung 6.3: Abstandsabhängigkeit der Lebensdauer und simulierte Lebensdauerkurven eines Bose-Einstein-Kondensats mit $N_0 = 50 \cdot 10^3$ Atomen in einem Abstand $d = 4\mu\text{m}$ über metallischen Dünnschichtoberflächen ($2\mu\text{m}$ Kupfer (schwarze Kurven) und 50nm Gold (rote Kurven)) für drei verschiedene Einkörperverlustraten $\Gamma_0 = 0.4\text{Hz}$, $\Gamma_0 = 0.1\text{Hz}$ und $\Gamma_0 = 0.01\text{Hz}$. Für die Lebensdauerkurven ist zum Vergleich die Verlustkurve rein durch Einkörperverluste aufgezeichnet (blaue Kurven). Das rote und blaue Band um die Lebensdauerkurven kennzeichnen die zu erwartenden Messungenauigkeiten von $\pm 10\%$ bei Atomzahlbestimmungen durch die Absorptionsabbildung.

körperverluste unterscheidet.

Hierbei muss selbstverständlich die Präzision der Messung mitberücksichtigt werden. Das rote und blaue Band in den Lebensdauerkurven in Abb. 6.3 stellen die zu erwartende Messungenauigkeiten bei Atomzahlbestimmungen durch eine Absorptionsabbildung dar⁶⁹.

Wie in den Lebensdauer messkurven schön zu sehen ist, stellt dies für die Beobachtung der Effekte der $2\mu\text{m}$ dünnen Kupferschicht bei Lin et al. keine Limitierung dar. Der Effekt sollte unabhängig von den Einkörperverlusten Γ_0 bereits nach kürzester Haltedauer t_H deutlich sichtbar sein. Für die 50nm dünne Goldschicht in diesem Experiment wird die Beobachtung mit dieser Methode jedoch herausfordernder. Unter Berücksichtigung der Messungenauigkeiten ist für alle drei Γ_0 eine längere Haltedauer von mindestens 10s erforderlich, um einen signifikant messbaren Unterschied zwischen der Gesamtlebensdauer und der rein durch Einkörperverluste limitierten Lebensdauer nachweisen zu können. Eine Haltedauer von 10s oder mehr ist in dem Experiment in dieser Arbeit grundsätzlich möglich, aber aus technischer Sicht auf Grund der starken Erwärmung der Fallenleiter auf dem Atomchip kritisch, welche im schlimmsten Fall zu einem Durchbrennen der Leiter führen könnte. Deshalb sind hierbei Vorsichtsmaßnahmen wie längere Wartezeiten zwischen den Messzyklen zu ergreifen.

Während damit schließlich für $\Gamma_0 = 0.01\text{Hz}$ eine realistische Chance besteht, die zusätzlichen Verluste in der Nähe der metallischen Oberfläche nachweisen zu können, ist der Nachweis für $\Gamma_0 = 0.4\text{Hz}$ höchstwahrscheinlich nur bei sehr guter experimenteller Kontrolle der Atomzahlschwankungen und langer Mittelung überhaupt zu leisten - dies ist im Inset rechts oben in Abb. 6.3 verdeutlicht.

Der exemplarische Abstand von $4\mu\text{m}$ für die Lebensdauer messungen wurde unter folgenden Aspekten ausgewählt. Die radialen Fallenfrequenzen am Atomchip in dieser Arbeit liegen typischerweise⁷⁰ im Bereich von $2\pi \cdot 100 - 200\text{Hz}$, während mit dem Atomchip von Lin et al. [8] radiale Fallenfrequenzen von $2\pi \cdot 5\text{kHz}$ möglich sind. Die Fallenfrequenz hat einen Einfluss auf den Minimalabstand zwischen Atomen und der Oberfläche, die sich gemäß Kapitel 6.1 durch das Öffnen der Falle auf Grund des Casimir-Polder-Potentials ergibt. So konnten Lin et al. [8] auch noch eine Lebensdauer für Abstände bis zu $1\mu\text{m}$ messen. Da sich die Fallen im hier beschriebenen Experiment schon bei $2.5\mu\text{m}$ öffnen, ist eine solche Messung in diesem Experiment nicht denkbar. Der Thomas-Fermi-Radius R_{TF} [54] eines Kondensats mit $50 \cdot 10^3$ Atomen beträgt mit den gewählten Fallenkonfigurationen und daraus resultierenden Fallenfrequenzen knapp $4\mu\text{m}$, weshalb Lebensdauer messungen bei kleineren Abständen ohnehin nicht durchführbar sind. Eventuelle Verluste durch das Aufbrechen der Falle durch das Casimir-Polder-Potential wurden für die Gesamtverluste gemäß Gleichung 6.22 vernachlässigt. Dies ist dennoch plausibel, da ein (perfektes) Bose-Einstein-Kondensat im Vergleich zu einer thermischen Wolke keinen Überlapp mit der Oberfläche hat, sobald $d > R_{TF}$.

Obwohl die bei Lin et al. [8] dargestellte Methode also – unter Einschränkungen – zum Nachweis der zusätzlichen Lebensdauerreduzierungen über einer 50nm dünnen Goldschicht geeignet ist, besitzt das hier beschriebene Experiment mit seinem Einzelatomdetektionsme-

69: Die $\pm 10\%$ berücksichtigen dabei sowohl die Genauigkeit der Absorptionsabbildung als auch die präparationsbedingte Schwankungen in der Kondensatatomzahl durch unbekannte Magnetfeldfluktuationen im Labor und durch Rauschen im Frequenzgenerator, welcher für das Evaporationskühlen eingesetzt wird.

70: Mit den gewählten Fallenkonfigurationen gemäß Kapitel 3.

chanismus eine sehr viel präzisere Messmethode für Verlustraten als die Absorptionsabbildung. Der Einzelatomdetektionsmechanismus gewährleistet zudem eine deutliche Reduzierung der Messdauer und schont die Atomchipleiter durch deutlich kürzere Haltedauern am Chip. Das Verfahren wird später in Kapitel 9.3 ausführlich beschrieben.

MESSUNGEN

Kapitel 3 hat sich bereits ausführlich mit der Theorie der Positionierung von Atomwolken in diesem Experiment beschäftigt. Es wurde dabei deutlich, dass sich die Positionierung in drei Raumrichtungen in zwei getrennte Problemstellungen aufteilen lässt: Die vor allem durch die Simulation in Kapitel 3.3 vorhersagbare Position in der transversalen Ebene ist unabhängig von der gewählten axialen Position der Wolke. Die axiale Position wiederum lässt sich gemäß Kapitel 3.4 durch geeignete Stromverhältnisse in den Transportleiterpaaren T1-T5 und T2-T6 beeinflussen, welche die Wolke im Transportleitersegment zwischen T4 und T3 positionieren.

Eine für das Experiment geeignete Positionierung der Atomwolke entlang der axialen Richtung⁷² wird nun in diesem Kapitel als gegeben vorausgesetzt. Anhang E beschäftigt sich ausführlich mit diesem Thema.

Wie bereits in Kapitel 3.3 erläutert, lässt sich die Fallenposition in der transversalen Ebene durch Anlegen eines homogenen Magnetfeldes B_y in y -Richtung transversal versetzen: für gegebenes I_Q und I_K entlang einer Kreislinie in der transversalen Ebene. Dafür werden die BEC-Spulen in Helmholtz-Konfiguration eingesetzt, wofür eine Kalibration der transversalen Auslenkung vom Spulenstrom I_{BEC} nötig ist.

Die im Experiment installierte Absorptionsabbildung lässt keine direkte Messung der transversalen (x -) Auslenkung einer Atomwolke zu, sodass die Kalibration an Hand anderer messbarer Parameter durchgeführt werden muss.

Ziel dieser Methode ist die vollständige Vorhersagbarkeit der Position in der transversalen Ebene an Hand aller eingestellten Fallenströme im Experiment: Quadrupolstrom I_Q , Kompressionsstrom I_K und Spulenstrom I_{BEC} in den BEC-Spulen. Eine Plausibilisierung der Vorhersage an Hand bereits anderweitig vermessener Strukturen spricht für eine gute Anwendbarkeit.

7.1 Position in einer transversalen Ebene

Für eine gegebene axiale Position erfolgt die Positionierung in der transversalen Ebene durch Einstellung der relevanten Fallenströme I_Q , I_K und I_{BEC} .

Während der Einfluss von I_Q und I_K bereits aus Kapitel 3.2 bekannt ist, ist nun eine Kalibration des transversalen Versatzes der Wolkenposition durch Anlegen eines homogenes Magnetfeldes B_y in y -Richtung für einen gegebenen BEC-Spulenstrom I_{BEC} erforderlich.

7.1 Position in einer transversalen Ebene	71
---	----

72: Dies kann z.B. die Positionierung der Atomwolke über dem Aufhängepunkt von Balken 1 auf dem Nanochip sein.

Ausgangspunkt des Kalibrationsmodells ist das Fallenmagnetfeld basierend auf Gleichung 3.15

$$\vec{B}_F = \begin{pmatrix} B_{LQP,x} \\ B_{LQP,y} \\ B_0 \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

mit einem in z-Richtung ausgerichteten Offsetfeld B_0 , welches für eine parabolische Form der Falle in allen drei Raumrichtungen in der Nähe des Fallenzentrums sorgt. Dieses wird zunächst um das modellierte Feld der BEC-Spulen in x- und y-Richtung erweitert

$$\vec{B}_{BEC} = \begin{pmatrix} \alpha_x I_{BEC} \\ \alpha_y I_{BEC} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (7.2)$$

wobei das Feld der BEC-Spulen in Helmholtzkonfiguration als näherungsweise homogenes Feld in y-Richtung betrachtet wird. Der Betrag der Feldkomponenten ist proportional zum Spulenstrom I_{BEC} mit Proportionalitätskonstanten α_x und α_y ⁷³, wobei für die gewählte Feldkonfiguration $|\alpha_x| \ll |\alpha_y|$ sein muss, da ein Beitrag in x-Richtung beispielsweise durch eine Verkippung der Spulenachse im Hinblick auf die Atomchipgeometrie entstehen kann, was nicht vollständig auszuschließen ist. Da sich die Atome zudem nicht exakt auf der Spulenachse des Helmholtzspulenpaares befinden, sind Inhomogenitäten im erzeugten Magnetfeld zu erwarten. Für dieses Modell werden diese zunächst vernachlässigt, bzw. die Annahme getroffen, dass sie zum Teil über den Beitrag in x-Richtung abgedeckt werden können. Hinzu kommen etwaige Streufelder in x- und y-Richtung, welche ebenfalls als homogen angenommen $B_{s,x} = \text{konst.}$ und $B_{s,y} = \text{konst.}$ werden

$$\vec{B}_s = \begin{pmatrix} B_{s,x} \\ B_{s,y} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (7.3)$$

Homogene Streufelder in z-Richtung werden hierbei nicht betrachtet, da diese bereits im Offsetfeld B_0 mitberücksichtigt werden. Für das Gesamtmagnetfeld der Falle mitsamt transversaler (x-) Auslenkung $\vec{B}_{F,t}$ ergibt sich

$$\vec{B}_{F,t} = \vec{B}_F + \vec{B}_{BEC} + \vec{B}_s. \quad (7.4)$$

Wie aus Kapitel 3 bekannt, ergibt sich die magnetische Fallenposition für die *low-field seeker* Zustände – z.B. den gefangenen $|F = 2, m_F = 2\rangle$ – durch das lokale Minimum des Absolutbetrages von $\vec{B}_{F,t}$. Die Gesamtfallenposition, welche den Einfluss der Gravitation mitberücksichtigt, befindet sich am lokalen Minimum des Gesamtpotentials

$$U_{tot,t}(x, y, z) = U_{mag} + U_{grav} \quad (7.5)$$

$$= g_F m_F \mu_B \left| \vec{B}_F \right| + m_{Rb} g y. \quad (7.6)$$

73: Das Vorzeichen von I_{BEC} wird o.B.d.A. so gewählt, dass für $I_{BEC} > 0$ das homogene Feld in positive y-Richtung (also nach unten) zeigt.

Die Falle lässt sich dann aus den Fallenströmen I_Q , I_K und I_{BEC} simulieren, wie in Kapitel 3.3 beschrieben, wenn die freien Parameter des Modells bekannt sind: d_K , B_0 , α_x , α_y , $B_{s,x}$ und $B_{s,y}$.

Bestimmung der freien Parameter

Zunächst wurden das Offsetfeld B_0 und der Abstand zwischen Quadrupolleiter und Kompressionsdraht d_K experimentell in Anlehnung an ein Verfahren bei Michael Gierling [57] bestimmt.

Dabei wurden für verschiedene Fallenpositionen ohne transversalen (x-) Versatz über dem Quadrupolleiter, d.h. für bestimmte Quadrupolströme I_Q bei gegebenem Kompressionsstrom I_K , sowohl die Fallenfrequenzen als auch die Offsetfelder gemessen. Für die Messung einer Fallenfrequenz wird die Atomwolke durch zusätzliche Magnetfelder aus ihrer ursprünglichen Fallenposition ausgelenkt, zurückversetzt und schwingt dann mit der Fallenfrequenz, was durch eine zeitaufgelöste Positionsmessung der Wolke in der Absorptionsabbildung sichtbar gemacht werden kann. Das Offsetfeld wird durch ein Vermessen des Fallenbodens bestimmt. Dabei wird die Atomwolke sukzessive durch evaporatives Kühlen [66, 99] in der Falle am Atomchip verkleinert. Dafür wird in einer linearen Kühlrampe innerhalb von einer Sekunde eine Radiofrequenz eingestrahlt, deren Frequenz von 1.6MHz auf eine variable Endfrequenz⁷⁴ reduziert wurde. So werden nach und nach die heißesten Atome aus der Falle ausgekoppelt und die Wolke kann bei einer geringeren Ensembletemperatur thermalisieren. Entspricht die Endfrequenz der Kühlrampe ω_K der Aufspaltung der magnetischen Unterezustände durch das Offsetfeld B_0

$$\hbar\omega_K = \frac{1}{2}\mu_B B_0, \quad (7.7)$$

so sind alle Atome aus der Falle verschwunden.

Mit Gleichung 3.23 lässt sich aus der gemessenen Fallenfrequenz ω_r und dem gemessenen Offsetfeld B_0 der Magnetfeldgradient in y-Richtung bestimmen

$$a_r = \frac{\omega_r}{\sqrt{\frac{g_F m_F \mu_B}{m B_0}}}, \quad (7.8)$$

welcher sich über dem Quadrupolleiter wiederum durch

$$a_r = \frac{dB}{dy} \quad (7.9)$$

$$= \frac{\mu_0}{2\pi d_K^2} \frac{(I_K - I_Q)^3}{I_K I_Q} \quad (7.10)$$

ergibt. Legt man durch die in der Messung der Fallenfrequenz gemäß Gleichung 7.8 aufgenommenen Datenpunkte eine Kurve der Form 7.10, so ist d_K der einzige freie Parameter und kann durch eine Funktionsanpassung bestimmt werden. Der gefundene Wert für den hier beschriebenen Aufbau beträgt wie bereits erwähnt $d_K = 1.89\text{cm}$.

Das Offsetfeld \vec{B}_0 entsteht durch das Feld der Transportleiter, welches

74: Die Endkühlfrequenz bestimmt die Temperatur der Wolke. Etwa ab einer Endkühlfrequenz von 800 - 900kHz kondensierte die Atomwolke typischerweise.

auch für einen axialen Einschluss der Falle und die axiale Positionierung gemäß Kapitel 3.4 zuständig ist, und durch ein zusätzliches homogenes Feld in axialer Richtung, welches durch ein weiteres Spulenpaar außerhalb der Vakuumkammer erzeugt wird. Die Komponenten in x- und y-Richtung des auf diese Weise erzeugten Feldes werden im Folgenden der Einfachheit halber vernachlässigt, jedoch kann der Feldbetrag des Offsetfeldes B_0 eine Abhängigkeit der Position aufweisen

$$\vec{B}_0 \approx B_0(x, y, z) \hat{e}_z. \quad (7.11)$$

Die Änderung von $B_0(z)$ in z-Richtung ist durch die axiale Fallenfrequenz ω_a gegeben, welche mit $2\pi \cdot 16\text{Hz}$ klein genug ist, um B_0 auf den Abmessungen der Wolke als konstant zu betrachten

$$B_0(z) \sim \text{const.} \quad (7.12)$$

Eine Abhängigkeit des Magnetfeldbetrages in x-Richtung $B_0(x)$ kann durch die weiters gerechtfertigte Annahme, dass die Transportleiter eine unendliche Ausdehnung besitzen, ebenfalls vernachlässigt werden. Ein Gradient in transversaler (x-) Richtung könnte in einer realen Falle lediglich von den Zuleitungen der Transportleiter verursacht werden. Diese sind jedoch etwa 3 - 4mm von der Fallenposition entfernt, sodass deren Beitrag klein gegenüber den anderen Leitern ist.

Es bleibt eine Abhängigkeit des Offsetfeldes in vertikaler (y-) Richtung $B_0(y)$, welche in guter Näherung als linear in y angenommen werden kann, wie einer Simulation des Feldes des Transportleiter entnommen werden konnte

$$B_0(y) = ay + b. \quad (7.13)$$

Dies setzt voraus, dass das Offsetfeld für alle folgenden Messungen konstant gehalten wurde. Im Allgemeinen ließe sich die Position auch durch Veränderung des Offsetfeldes beeinflussen, worauf hier aber verzichtet wurde. Die entsprechenden Parameter a und b für die lineare Abhängigkeit ergeben sich aus der oben geschilderten Messung des Offsetfeldes für verschiedene Werte von I_Q bei gegebenem I_K mit den Werten

$$a = 0.74\text{G}, \quad (7.14)$$

$$b = 1.4 \frac{\text{G}}{\text{mm}}. \quad (7.15)$$

Die entsprechenden y-Werte – d.h. vertikale Abstände der Wolkenposition von der Atomchipoberfläche – ergeben sich aus Gleichung 3.13, da die Messung über dem Quadrupolleiter und somit ohne transversalen Versatz durchgeführt wurde.

Es bleiben vier freie Parameter α_x , α_y , $B_{s,x}$ und $B_{s,y}$ des Kalibrationsmodells, welche durch eine Anpassung an die folgenden Messungen bestimmt wurden.

Für die Messungen wurden vier Kombinationen von I_Q und I_K ausgewählt und der Spulenstrom im Bereich $I_{BEC} = -0.2...0.06\text{A}$ in Schritten von 0.01A variiert, was die Atome jeweils auf einer kreisförmigen Tra-

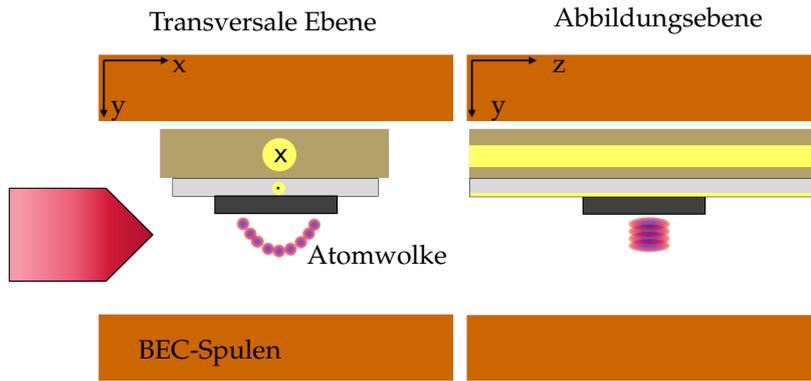


Abbildung 7.1: In den Messungen abgefahrte Kreisteilbahnen in der transversalen Ebene (links) und die Projektion auf die Abbildungsebene (rechts). Für gegebenes I_Q und I_K bewegt die Variation von I_{BEC} die Atomwolke auf einer Kreisbahn um den Quadrupolleiter. Die Absorptionsabbildung macht nur die vertikale Komponente dieser Bewegung sichtbar.

jektorie bewegt (vgl. Abb. 3.5), deren Radius vom Verhältnis $\sigma_I = \left| \frac{I_Q}{I_K} \right|$ abhängig ist. Es wurden die Kombinationen

- ▶ $I_Q = 0.9A, I_K = -5A, \sigma_I = 0.18$
- ▶ $I_Q = 0.7A, I_K = -5A, \sigma_I = 0.14$
- ▶ $I_Q = 0.72A, I_K = -4A, \sigma_I = 0.18$
- ▶ $I_Q = 0.56A, I_K = -4A, \sigma_I = 0.14$

ausgewählt, wobei für zwei verschiedene Kompressionsströme jeweils zwei verschiedene Verhältnisse σ_I betrachtet wurden. Gemessen wurde für jeden Parametersatz und jeden Spulenstrom die vertikale Fallenposition in der Absorptionsabbildung, indem die Wolke ohne Flugzeit abgebildet wurde.

Die im Experiment installierte Absorptionsabbildung bildet die y - z -Ebene ab. Die Position der Atome in einer transversalen Ebene ist experimentell also nur durch eine Projektion auf die vertikale Richtung zugänglich und messbar. Dies wird in Abb. 7.1 anschaulich dargestellt.

Die Anpassung der freien Parameter des Kalibrationsmodells an die gemessenen vertikalen Fallenpositionen für verschiedene BEC-Spulenströme erfolgt über eine Simulation des Fallenpotentials⁷⁵ gemäß Gleichung 7.6 und einer numerischen Bestimmung des Potentialminimums – analog wie in Kapitel 3.3 beschrieben. Abbildung 7.2 zeigt die Ergebnisse der Messungen mit den entsprechenden Funktionsanpassungen gemäß dem oben beschriebenen Modell. Da die Fallenpositionen durch die Simulation relativ zur Atomchipoberfläche bestimmt werden, wurde die relative Position der Atomchipoberfläche zur Absorptionsabbildung als zusätzlicher freier Parameter zugelassen. Die freien Parameter des Modells sind laut Annahmen unabhängig von den gewählten Stromkonfigurationen, deshalb wurden alle vier Datensätze gemeinsam angefitet. Tabelle 7.1 listet die Parameter mitsamt der oberen und unteren Grenzen auf, welche das 95% Vertrauensintervall des Parameters bilden – d.h. auf Basis der Messdaten liegt die Wahrscheinlichkeit bei 95%, dass der Parameter im angegebenen Intervall liegt⁷⁶. Die in Abb. 7.2 dargestellten Fehlerbänder ergeben sich durch Einsetzen der unteren bzw. oberen Grenzen der Parameter aus Tabelle 7.1 in das Modell. Die Standardabweichung aller Messpunkte gegenüber der Modellkurve mit den gefundenen Parametern beträgt ca. $10\mu\text{m}$. Dies dient als Maß für die Abschätzung der Genauigkeit, mit

75: inkl. Gravitation

76: Alle diese Werte in Matlab mit Hilfe einer *least squares* Abschätzung bestimmt.

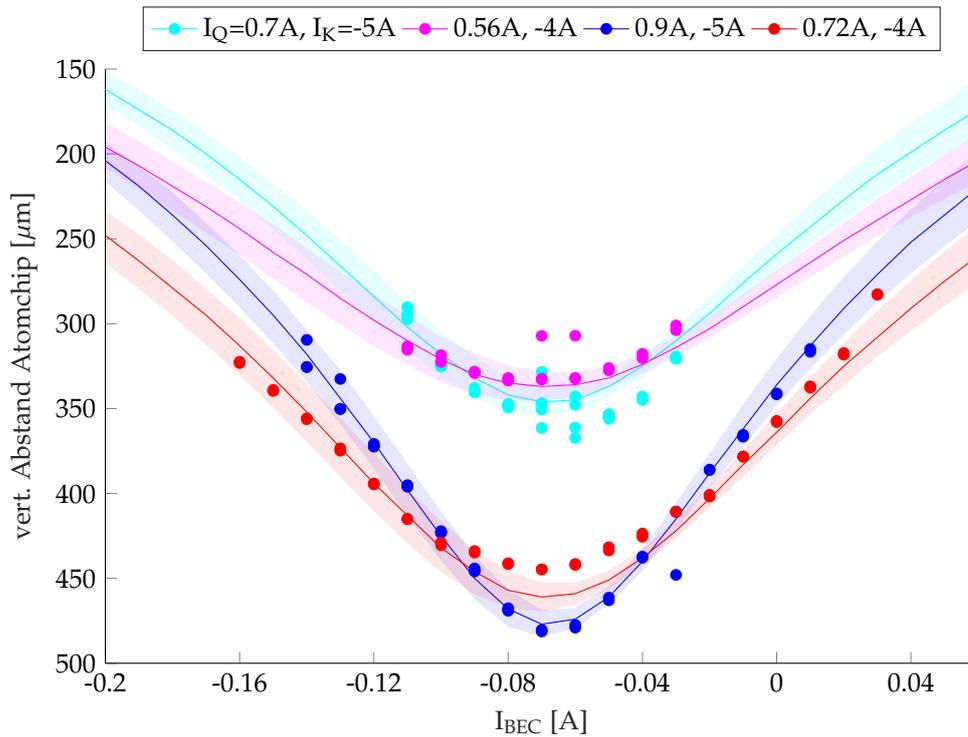


Abbildung 7.2: Zu sehen sind die Messungen für die vier Datensätze (Punkte). Die auf der y-Achse aufgetragenen Werte von d_{mess} wurden der geeichten Absorptionsabbildung entnommen. Es ist leicht zu erkennen, dass das Minimum der Kurven nicht bei einem Spulenstrom von $I_{BEC} = 0$ zu finden ist. Offensichtlich gibt es im betrachteten Bereich stärkere Streufelder in y-Richtung, welche ungefähr bei $I_{BEC} = -0.07A$ durch das Feld des Spulenpaares ausgeglichen werden. Die durchgezogenen Linien stellen die y-Werte der Fallenpositionen dar, welche über eine Simulation mit den Parametern aus Tabelle 7.1 gewonnen wurden. Für alle vier Kurven wurden dieselben Parameter verwendet, da diese laut Annahme des Modells unabhängig von der Stromkonfiguration sein müssen. Gegenstand der Funktionsanpassung war eine Minimierung der Differenzen zwischen d_{mess} und den simulierten y-Werten der Fallenposition bei gegebenen Parametern für alle vier Datensätze. Die farblich identisch schattierten Bereiche um jede Modellkurve kennzeichnen die Toleranzen der Fits und sind durch die oberen und unteren Grenzen der Parameter gegeben.

welcher eine Position in der transversalen Ebene aus einer gegebenen Stromkonfiguration vorhergesagt werden kann.

Abb. 7.3 zeigt für die vier aufgenommenen Datensätze die zugehörigen Bahnen in der transversalen Ebene, welche sich mit den gefundenen freien Parametern für die jeweiligen Stromkonfigurationen ergeben. In Anlehnung an Abb. 3.5 in Kapitel 3.3 ergeben sich wiederum die durch den Gravitationsversatz leicht verzerrten Kreisbahnen. Jeweilige Abweichungen zwischen den beiden Kurven für $\frac{I_Q}{I_K} = 0.18$ und den beiden Kurven für $\frac{I_Q}{I_K} = 0.14$ sowie ein kleiner horizontaler Versatz der Kreise ergeben sich durch die hier zusätzlich betrachteten Streufelder.

Es stellt sich nun die Frage, wie gut die gefundenen Parameter sowie das damit erzeugte Positionierungsmodell die Realität der Atomwolken am Atomchip beschreibt. Dies soll nun erörtert werden.

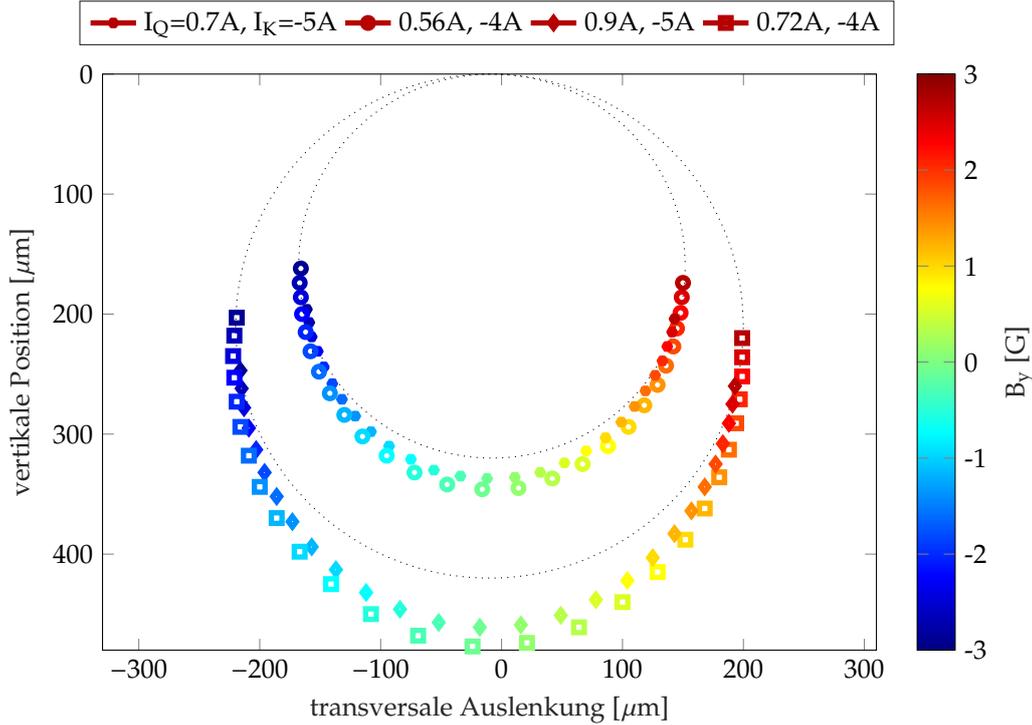


Abbildung 7.3: Zu sehen sind die Bahnen in der transversalen Ebene, welche die Atome unter Variation des Spulenstroms I_{BEC} für die vier Stromkonfigurationen zurücklegen. Abweichungen von der Darstellung in Abb. 3.5 in Kapitel 3.3 wie ein horizontaler Versatz von $10\mu\text{m}$ nach links oder Aufspaltungen für unterschiedliche Verhältnisse von I_Q/I_K sind den hier zusätzlich betrachteten Streufeldern geschuldet, die jedoch nicht vernachlässigbar und für die Präzision des Vorhersagemodells essentiell sind.

Parameter	α_y [T/A]	α_x [T/A]	$B_{s,y}$ [G]	$B_{s,x}$ [G]
Wert	$2.33 \cdot 10^{-3}$	$1.37 \cdot 10^{-4}$	-1.51	-0.24
untere Grenze	$2.43 \cdot 10^{-3}$	$-1.13 \cdot 10^{-4}$	-1.65	-0.4
obere Grenze	$2.22 \cdot 10^{-3}$	$3.87 \cdot 10^{-4}$	-1.37	-0.07

Tabelle 7.1: Freie Parameter aus Positionierungsmodell mit Vertrauensintervallen.

Plausibilität der Parameter

Ein klassisches Helmholtzspulenpaar mit jeweils N Windungen und einem Radius R der Spulen erzeugt auf der Symmetrieachse im Zentrum zwischen den beiden Spulen ein Magnetfeld mit Betrag [100]

$$B_h = \mu_0 \frac{8 \cdot I_{BEC} \cdot N}{\sqrt{125} \cdot R} \tag{7.16}$$

$$\approx \alpha_y \cdot I_{BEC} \tag{7.17}$$

Das BEC-Spulenpaar stellt zwar kein perfektes Helmholtzspulenpaar dar, dennoch kann dies als grobe Abschätzung der erzeugten Magnetfeldkomponenten in vertikaler Richtung dienen. Somit ergibt sich für den Parameter α_y mit den zugehörigen Größen des hier beschriebenen Experimentes⁷⁷ $\alpha_y = 2.55 \cdot 10^{-3}\text{T/A}$. Der durch die Fits an die Daten gefundene Wert $\alpha_y = 2.33 \cdot 10^{-3}\text{T/A}$ passt quantitativ sehr gut dazu. Auch die Erwartung, dass $|\alpha_x| \ll |\alpha_y|$ ist mit dem gefundenen $\alpha_x = 1.37 \cdot 10^{-4}\text{T/A}$ und somit $\alpha_x/\alpha_y = 0.06 \ll 1$ gut erfüllt.

Der Scheitelpunkt der Messkurve liegt bei allen vier Kurven in Abb. 7.2 bei etwa $I_{BEC} = -0.07\text{A}$. Setzt man diesen Wert in Gleichung 7.17 ein $B_h(-0.07\text{A}) = -1.78\text{G}$, so ergibt sich das von den BEC-Spulen erzeugte

77: Die Spulen besitzen jeweils $N = 85$ Windungen mit Spulenradien R von 2cm (innerste Lage) bis 4cm (äußerste Lage). Der Abstand der Spulenmitten beträgt 2.2cm, weswegen die Kriterien für ein Helmholtzspulenpaar streng genommen nicht exakt erfüllt sind. Der Wert dient deshalb nur als Schätzwert.

78: Das negative Vorzeichen bedeutet gemäß der Wahl des Koordinatensystems, dass das Streufeld nach oben zeigt. Die positive y -Richtung ist in Richtung der Gravitation gewählt worden.

Kompensationsfeld, welches nötig ist, um das Streufeld in vertikaler Richtung auszugleichen – und somit insbesondere der geschätzte Betrag von $B_{s,y} = -1.78\text{G}$ ⁷⁸ entspricht. Der aus den Daten extrahierte Wert $B_{s,y} = -1.51\text{G}$ stimmt ebenfalls quantitativ gut überein.

Vorhersage der Position mittels des Modells

Fehler in den freien Parametern können zu systematisch falschen Positionen und damit zu Verzerrungen der dargestellten transversalen Ebene führen. Es ist deshalb naheliegend, die Darstellung einer bekannten Form mit dem Modell zu überprüfen. Dafür eignet sich die Nanochipoberfläche, deren Vermessung mit der bei Michael Gierling [57] beschriebenen Methode vermessen wurde. Die Ergebnisse werden in Anhang D diskutiert.

Eine weitere Möglichkeit zur Plausibilisierung liefern die in Anhang E.1 gefundenen Stromkonfigurationen, bei welchen sich die Atomwolke unterhalb von Aufhängepunkt von Balken 1 oder genau in der Mitte zwischen den Aufhängepunkten befindet.

- ▶ $I_{BEC} = -0.1\text{A}$, $I_Q = 0.9\text{A}$ und $I_K = -5\text{A}$ für die Position über dem Aufhängepunkt von Balken 1 (Aufhängepunkt Balken 1)
- ▶ $I_{BEC} = -0.03\text{A}$, $I_Q = 0.9\text{A}$ und $I_K = -5\text{A}$ für die Mitte zwischen den Aufhängepunkten von Balken 1 und 2

Wie in Anhang E.1 erläutert wird, eignet sich dieses Verfahren in transversaler (x -) Richtung lediglich für eine grobe Abschätzung, zumal die Ausrichtung des Positionierungsstrahls auf den Mittelpunkt zwischen den beiden Aufhängepunkten aus Abb. 2.9 nur per Augenmaß justiert wurde. Es ist somit wenig verwunderlich, dass die Differenz der x -Koordinaten der Fallenminima zu obigen Stromkonfigurationen mit $217\mu\text{m}$ vom erwarteten Wert von $187.5\mu\text{m}$ ⁷⁹ deutlich abweicht.

79: Gegeben durch das Layout der Goldstrukturen wie in Abb. 2.9.

Kompaktdarstellung der wichtigsten Ergebnisse

In diesem Kapitel wurde die Kalibration des Versatzes der Fallenposition in der transversalen Ebene auf einer Kreisbahn entsprechend I_Q und I_K in Abhängigkeit des BEC-Spulenstroms I_{BEC} durchgeführt. Die Bestimmung der freien Kalibrationsparameter erfolgte dabei durch Messung der vertikalen Fallenposition in der transversalen Ebene für verschiedene Stromverhältnisse und Absolutwerte der Ströme. Die Plausibilität der Parameter wurde durch einen Vergleich mit der Feldabhängigkeit eines klassischen Helmholtz-Spulenpaares von eingesetzten Strom abgeschätzt und als gut bewertet. Die Plausibilität der insgesamt gewonnenen Kalibration lässt sich beispielsweise durch die Darstellung einer bekannten – geraden und nicht verkippten – Ebene wie der Atomchipoberfläche (Anhang D) zeigen, was ebenfalls erfolgreich gelungen ist.

Ziel dieser Arbeit ist es, ein bildgebendes Verfahren für lokalisierte Magnetfeldfluktuationen vorzustellen, zu charakterisieren und mögliche Einsatzbereiche zu demonstrieren. Dabei soll die transversale Ebene an einer definierten axialen Position aus der Sicht der Atome dargestellt werden.

Die Atomwolke wird an einer bestimmten Position in der transversalen Ebene gemäß einem Messprotokoll positioniert. Die Anwesenheit einer Magnetfeldfluktuation kann nachgewiesen werden, sobald deren Spektrum einen Überlapp mit der spektralen Antwortfunktion der Atome gemäß Kapitel 5.2 aufweist. Dies ist mit der in diesem Experiment gewählten Konfiguration sowohl für Mikrowellen- als auch für Radiofrequenzkaskadenübergänge möglich (vgl. Kapitel 5.1). Die Auswahl des betrachteten Frequenzbereiches erfolgt über die Justage des Zweiphotonenionisationslasers bei 778nm. Für alle Messungen dieser Arbeit wurde der Ionisationslaser auf die Detektion von Übergängen im Radiofrequenzbereich justiert.

Ausgekoppelte Atome können mit Hilfe der Einzelatomdetektion aus Kapitel 4.2 nachgewiesen werden. Die Position der Atomwolke ist dabei durch die Wahl der Fallenströme gegeben. Letztlich kann somit einem bestimmten Punkt in der transversalen Ebene eine Anzahl ausgekoppelter Atome zugewiesen werden, welche über die spektrale Antwortfunktion der Atome gemäß Gleichung 5.15 in eine Feldstärke umgerechnet werden kann.

Im Folgenden wird jedoch stets die Ionenzählrate dargestellt und nicht auf die Feldstärke umgerechnet. Die aufgenommenen Ionenbilder zeigen die Ionenzählraten ohne ein kontrolliert eingekoppeltes magnetisches Wechselfeld. Es werden also Verlustraten auf Grund technischer oder fundamentaler physikalischer Effekte gemessen.

Auf diesem Wege ist eine bildhafte Darstellung von lokalisierten Magnetfeldfluktuationen möglich. Diese Darstellung wird im Folgenden der Einfachheit halber als **Ionenbild** bezeichnet.

In diesem Kapitel soll nun zunächst das angewendete Messprotokoll besprochen werden (Abschnitt 8.1), bevor in Abschnitt 8.3 die Entstehung der Ionenbilder aus den Messdaten erläutert wird, wofür eine Korrektur durch die verzögerte Detektion eines ausgekoppelten Atoms notwendig ist. Sie ergibt sich aus dem Einzelatomdetektionsschema und wird in Kapitel 8.2 näher erläutert.

Schließlich lässt sich die dargestellte Methode sogar zu einem quasi-dreidimensionalen Abbildungsverfahren erweitern, was im Anschluss in Kapitel 9 gezeigt wird. Dafür ist eine Betrachtung des Einflusses der Detektionseffizienz auf die Bilder entscheidend, die als weitere Grundlage für das bildgebende Verfahren in Abschnitt 8.4 diskutiert werden soll.

8.1 Messprotokoll	80
8.2 Korrektur der Flugzeiten . .	83
8.3 Darstellung der Messdaten	90
8.4 Einfluss der Detektionseffizienz	93

8.1 Messprotokoll

Für die Aufnahme eines Ionenbildes in der transversalen Ebene wird eine Atomwolke gemäß einem bestimmten Protokoll verschoben.

Die Wolke wird hierzu während eines einzigen Messzyklus an einem Punkt in der transversalen Ebene präpariert und durch Verringerung des Quadrupolstromes I_Q auf den Quadrupolleiter⁸¹ zubewegt. Währenddessen werden in-situ Messungen der Ionenzählraten durchgeführt.

Nimmt man an, dass die Atome dabei eine **Trajektorie** $(x(t), y(t))$ für das Messintervall $t = 0 \dots 800\text{ms}$ abfahren, so ergeben sich die Ionenzählraten

$$\Gamma_{ion}(t) \rightarrow \Gamma_{ion}(x(t), y(t)), \quad (8.1)$$

gemäß Gleichung 4.15 aus der zeitabhängigen Anzahl der Zeitstempel N_{st} der am Detektor angekommenen Ionen in einem bestimmten Bin ΔT_{bin} ⁸²

$$\Gamma_{ion}(t) = \frac{N_{st}(t)}{\Delta T_{bin}}. \quad (8.2)$$

Die Zuordnung $\Gamma_{ion}(x, y)$ beschreibt das Ionenbild.

Dieses Verfahren wird nun an verschiedenen Startpunkten wiederholt, sodass eine Reihe solcher Messungen entlang von Trajektorien $(x(t), y(t))$ entsteht. Die Trajektorien sind dabei durch die im Messprotokoll festgehaltenen Stromkonfigurationen gegeben.

Das für die Ionenbilder in dieser Arbeit gewählte Messprotokoll sieht folgendermaßen aus:

- ▶ Der Kompressionsstrom I_K wird für ein Bild konstant gelassen. Es wurden Bilder mit $I_K = -5\text{A}$ und $I_K = -4\text{A}$ aufgenommen.
- ▶ Der Quadrupolstrom I_Q wird in einer Messung⁸³ in einer linearen Rampe innerhalb von 800ms von $I_Q = 0.9\text{A}$ nach 0.5A ($I_K = -5\text{A}$) oder von $I_Q = 0.72\text{A}$ nach 0.4A ($I_K = -4\text{A}$) verfahren, um die Atomwolke in Richtung der Oberfläche zu bewegen.
- ▶ In aufeinander folgenden experimentellen Zyklen wurde der Spulenstrom I_{BEC} verändert, wodurch unterschiedliche Trajektorien abgefahren wurden, wie Abb. 8.1 exemplarisch für $I_K = -5\text{A}$ darstellt. Die Trajektorien wurden über das Modell aus Kapitel 7.1 und die angelegten Ströme bestimmt. Der Spulenstrom bestimmt dabei den Startpunkt der Atomwolke in einer einzelnen Messung und den Winkel, unter dem die Wolke auf die Oberfläche trifft.
- ▶ Für jede Trajektorie waren bei den in dieser Arbeit demonstrierten Anwendungen etwa 10 - 30 Mittelungen nötig. Dies ist natürlich von der Intensität der beobachteten Fluktuationen und den daraus entstehenden Auskoppelraten abhängig.

Für den Kompressionsstrom $I_K = -5\text{A}$ sind die gewählten Stromkonfigurationen⁸⁴ sowie die abgefahrenen Trajektorien in Abb. 8.1 dargestellt. Das Farbschema verdeutlicht durch gleiche Farben, welche Punkte in der dargestellten transversalen Ebene mit einer einzelnen

81: d.h. den Ursprung des gewählten Koordinatensystems

82: Für die Ionenbilder i.d.R. 10ms, für die folgenden Messungen zur Flugzeit der Ionen in Kap. 8.2 0.1ms.

83: Das bedeutet in einem experimentellen Zyklus.

84: Der Quadrupolstrom wurde kontinuierlich verfahren. Einzelne Datenpunkte ergeben sich lediglich durch das gewählte Binning. Die Darstellung in Abb. 8.1 entspricht der Übersichtlichkeit halber jedoch nicht dem tatsächlich gewählten Binning, mit dem die Messdaten im Folgenden weiterverarbeitet werden.

Messung – d.h. mit einer einzelnen Atomwolke – abgefahren werden können. Die Dichte der Punkte entlang einer Trajektorie ist durch die Binngroße ΔT_{bin} bestimmt.

An Hand von Abb. 8.1 ist zu erkennen, dass das gewählte Messprotokoll keine vollständige Abtastung der betrachteten transversalen Ebene sicherstellt. Die Wolkenabmessungen in der betrachteten transversalen Ebene – gegeben durch die halbe $1/e$ Breite der eindimensionalen Dichteverteilung der Atomwolke σ_r – liegen dabei nur bei etwa

$$\sigma_r = \sqrt{\frac{k_B T}{m \omega_r^2}} \quad (8.3)$$

$$\approx 5 \mu\text{m} \quad (8.4)$$

für eine 100nK kalte Wolke in einer Falle mit radialer Fallenfrequenz $\omega_r = 2\pi \cdot 100\text{Hz}$. Die Größe der Wolke in der transversalen Ebene entspricht somit ungefähr der Größe eines Datenpunktes in Abb. 8.1. Im unteren Bereich des zu messenden Bereichs liegen die Trajektorien also tatsächlich über $25\mu\text{m}$ auseinander. Auf eine Erhöhung der Trajektorienanzahl, welche eine dichtere Abtastung des Messbereichs ermöglicht hätte, wurde aus Zeitgründen bei der Messung verzichtet: Die Messdauer skaliert linear mit der Anzahl der Trajektorien. Die Messung eines einzelnen transversalen Bildes dauerte bei 27 Trajektorien, einer Minute Zyklusdauer und mindestens zehnfacher Mittelung fast 5 Stunden.

Kapitel 8.3 wird ein Verfahren vorstellen, welches die nicht abgedeckten Bereiche in der transversalen Ebene interpoliert.

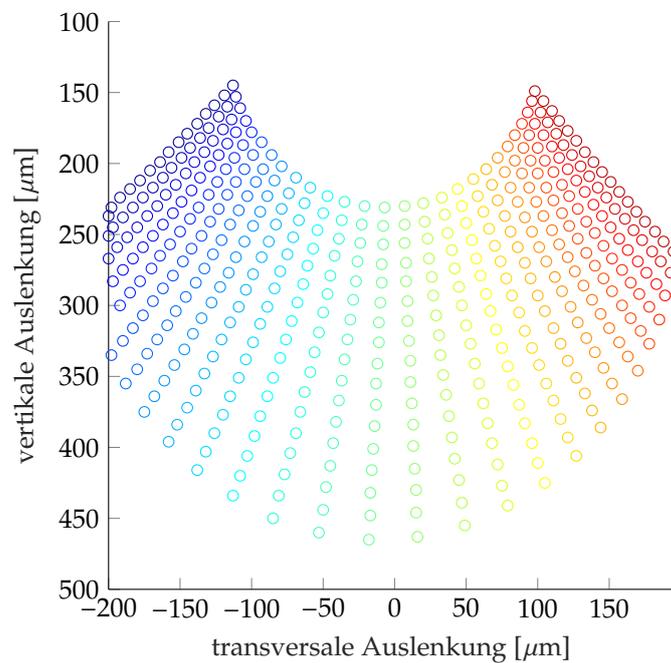
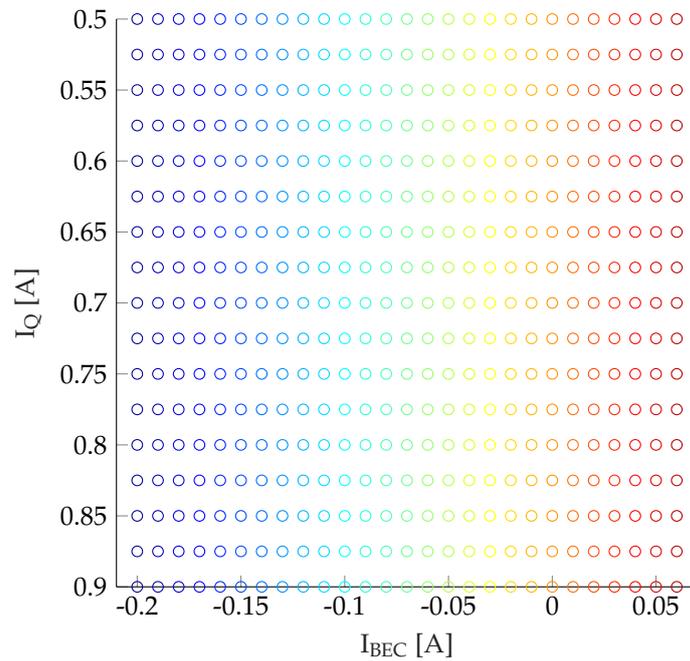


Abbildung 8.1: Das Messprotokoll eines transversalen Ionenbildes, dargestellt durch die im Experiment eingestellten Stromwerte (oben) sowie die sich gemäß Kapitel 7.1 ergebenden Fallenpositionen (unten). Als **Trajektorie** wird die Menge aller abgefahrenen Fallenpositionen bei gegebenem $I_K = \text{konst.}$ und $I_{BEC} = \text{konst.}$ bezeichnet, wenn I_Q in einer Rampe verfahren wird (entspricht der Menge aller Punkte in einer Farbe). Jede Trajektorie – d.h. jede Farbe – wird in einer Einzelmessung mit einer einzigen präparierten Atomwolke abgefahren. Der Strom I_Q wird dabei linear verfahren, aber das zugehörige Ionensignal mit Bins der Größe 10ms dargestellt.

8.2 Korrektur der Flugzeiten

In die Berechnung eines Ionenbildes $\Gamma_{ion}(x, y)$ fließen wie bereits erwähnt die zeitabhängigen Ionenzählraten $\Gamma_{ion}(t)$ sowie die Zuordnung der zeitabhängigen Stromkonfiguration $I_Q(t)$ zu einer Positionen in der transversalen Ebene ein. Dabei ist zu beachten, dass bei einer Flugzeit t_F eines ausgekoppelten Atoms zu den Ionisationslasern ein zu einem Zeitpunkt t_{det} detektiertes Ion an der Stelle

$$(x(t_{det} - t_F), y(t_{det} - t_F)) \quad (8.5)$$

entstanden sein muss

$$\Gamma_{ion}(t_{det}) = \Gamma_{ion}(x(t_{det} - t_F), y(t_{det} - t_F)). \quad (8.6)$$

Dabei wird angenommen, dass der zeitliche Versatz zwischen der Auskopplung eines Atoms aus der Falle und dessen Detektion am Channeltron allein durch die Flugzeit t_F gegeben ist. Die Flugzeit des Ions vom Ionisationsort zum Detektor beträgt lediglich $5.6\mu\text{s}$ (s. Anhang F.1) und ist somit um etwa drei Größenordnungen kleiner als die Flugzeit der Atome zu den Ionisationslasern, wie im Folgenden gezeigt wird.

Es stellt sich nun die Frage, wie t_F bestimmt werden kann. Dabei ist zu beachten, dass die Atomwolke in einer einzelnen Messung teilweise um mehr als $200\mu\text{m}$ in vertikaler Richtung bewegt wurde. Die Ionisationslaser wurden wie in Kapitel B.2 beschrieben etwa $300\text{--}600\mu\text{m}$ von den Atomen entfernt justiert⁸⁵. Es ist also naheliegend, dass die Flugzeit t_F über die Größe des betrachteten Bereiches eine Abhängigkeit von der Wolkenposition aufweist. Während der Einfluss von t_F im Allgemeinen für eine Verschiebung des zeitaufgelösten Ionensignals $\Gamma_{ion}(t)$ gemäß Gleichung 8.6 sorgt, führt die Abstandabhängigkeit zusätzlich zu einer Verzerrung des Signals.

Im folgenden Abschnitt wird ein Verfahren vorgestellt, mit welchem sich die Flugzeit sowie deren Ortsabhängigkeit bestimmen lässt. Aus den Ergebnissen lässt sich zudem die Verschiebung und Verzerrung des Ionensignals mitberücksichtigen.

Messprinzip

Zur Messung der unterschiedlichen Flugzeiten wurden die Atome wie in Abb. 8.1 dargestellt auf verschiedenen Trajektorien an die Oberfläche gefahren. Dabei wurde alle 20ms ein 1ms langer Breitband-Rechteck-Radiofrequenzpuls über den als Antenne fungierenden Quadrupolleiter QP1 eingekoppelt. Die Mittenfrequenz lag dabei bei 800kHz und die Breite des Pulses bei $\pm 500\text{kHz}$. Es war somit sichergestellt, dass für alle Punkte der Trajektorien die atomare Resonanz für magnetische Übergänge zwischen den Unterzuständen des $F = 2$ Zustandes abgedeckt war. Die Resonanz ist – wie in Kapitel 5.2 dargestellt – abhängig von den Fallenparametern und ändert sich somit nicht vernachlässigbar über den Bereich der Trajektorien. Eine exakte Vermessung der spektralen Antwort an jedem Punkt wäre sehr zeitaufwändig gewesen.

85: Eine Bestimmung des Abstandes der Ionisationslaser von der Atomchipoberfläche erfolgt in weiteren Verlauf dieses Kapitels.

Die Pulsdauer von 1ms wurde im Hinblick auf die zeitliche Auflösung des Verfahrens gewählt (s. Anhang B.1).

Die Rohdaten einer einzelnen Messung sind in Abb. 8.2 dargestellt. Wie man in den Detailbildern in der unteren Reihe gut erkennen kann, tritt der Antwortpuls der Ionen auf den Radiofrequenzpuls am Detektor verzögert ein. Die Verzögerung ist durch die gesuchte Flugzeit t_F gegeben. Es zeigt sich auch deutlich eine Abhängigkeit vom Zeitpunkt während des Abfahrens der Trajektorie und damit von der Fallenposition: Während die Verzögerung bei $t = 200\text{ms}$ ungefähr 10ms beträgt, ist sie bei $t = 700\text{ms}$ mit etwa 12ms schon deutlich größer. Dass der Antwortpuls im Ionensignal gaußförmig und im Vergleich zum Rechteckspuls verbreitert ist, wurde bereits bei Federsel et al. [5] untersucht. In dieser Hinsicht bietet das verwendete Lightsheet Vorteile gegenüber früheren Ionisationslaseroptiken wie in Anhang B.1 besprochen wird [101].

86: Als Referenz wurde die Anschaltflanke genutzt.

Zur Auswertung der Daten über alle Trajektorien hinweg wurden für jeden Zeitpunkt eines Radiofrequenzpulses⁸⁶ die zugehörigen Fallenpositionen berechnet und die zeitliche Verschiebung des Antwortpulses mit einer Gaußfunktion an das Ionensignal angefitet. Es ergibt sich ein Bild, welches jeder Position der Atomwolke während eines Pulses eine Flugzeit zuordnet, welches in Abb. 8.3 zu sehen ist. Auf Grund der Geometrie der Ionisationslaserstrahlen (s. Kapitel 4.2), deren Rayleigh-Länge in transversaler (x -) Richtung mit mindestens $631\mu\text{m}$ ⁸⁷ größer ist als der abgetastete Bereich, ist keine Abhängigkeit der Flugzeit t_F von der x -Position der Wolke zum Zeitpunkt des Anschaltens der Radiofrequenz zu erwarten. Abb. 8.3 bestätigt diese Annahme und zeigt deutlich, dass die Linien gleicher Fallzeit parallel zur x -Achse, also auf Linien mit demselben Abstand zum Atomchip, verlaufen. Die Flugzeit eines Atoms zu den Ionisationslasern ist also nur von der vertikalen Position der Wolke – und damit der Falllänge der ausgekoppelten Atome bis zu den Ionisationslasern – abhängig.

87: Für den 778nm Laser hinsichtlich der Strahltaile in y -Richtung.

Abb. 8.4 stellt die Messergebnisse aus Abb. 8.3 für die einzelnen Trajektorien dar. Die Farben entsprechen den Farben der Trajektorien aus Abb. 8.1. Die Abhängigkeit der Flugzeit von der vertikalen Fallenposition scheint unabhängig von der Trajektorie zu sein. Die Flugzeiten im betrachteten Bereich betragen dabei zwischen 10 - 12ms. Da die Zykluszeit der Radiofrequenzpulse 20ms betrug, wäre auch eine um ein Vielfaches von 20ms längere Flugzeit denkbar. Dies konnte jedoch durch Messungen mit einem Einzelpuls ausgeschlossen werden, für welchen sich ebenfalls Flugzeiten im Bereich von 10 - 12ms ergaben. Ein Gradient für die Änderung der Flugzeit mit der vertikalen Fallenposition wird im Modell im folgenden Abschnitt abgeschätzt.

Wie schon in Abb. 8.2 gut zu erkennen ist, variiert die Amplitude des Ionensignals stark. An Hand der Messdaten für die Flugzeitmessung lässt sich so zudem eine Aussage über die räumliche Verteilung des eingestrahlten Radiofrequenzsignals treffen. Die zugehörige Auswertung des Messdaten findet sich in Abbildung 8.5. Das Radiofrequenzsignal wurde über den Quadrupolleiter QP1 eingestrahlt, welcher sich außerhalb des dargestellten Bereichs im transversalen Ionenbild bei einer transversalen Auslenkung $x = 750\mu\text{m}$ ⁸⁸ befindet, was die starke Lokalisierung des Radiofrequenzfeldes auf die rechte Bildebene erklärt. Die genaue Feldverteilung und Abstrahlcharakteristik des

88: jenseits des dargestellten Bereichs

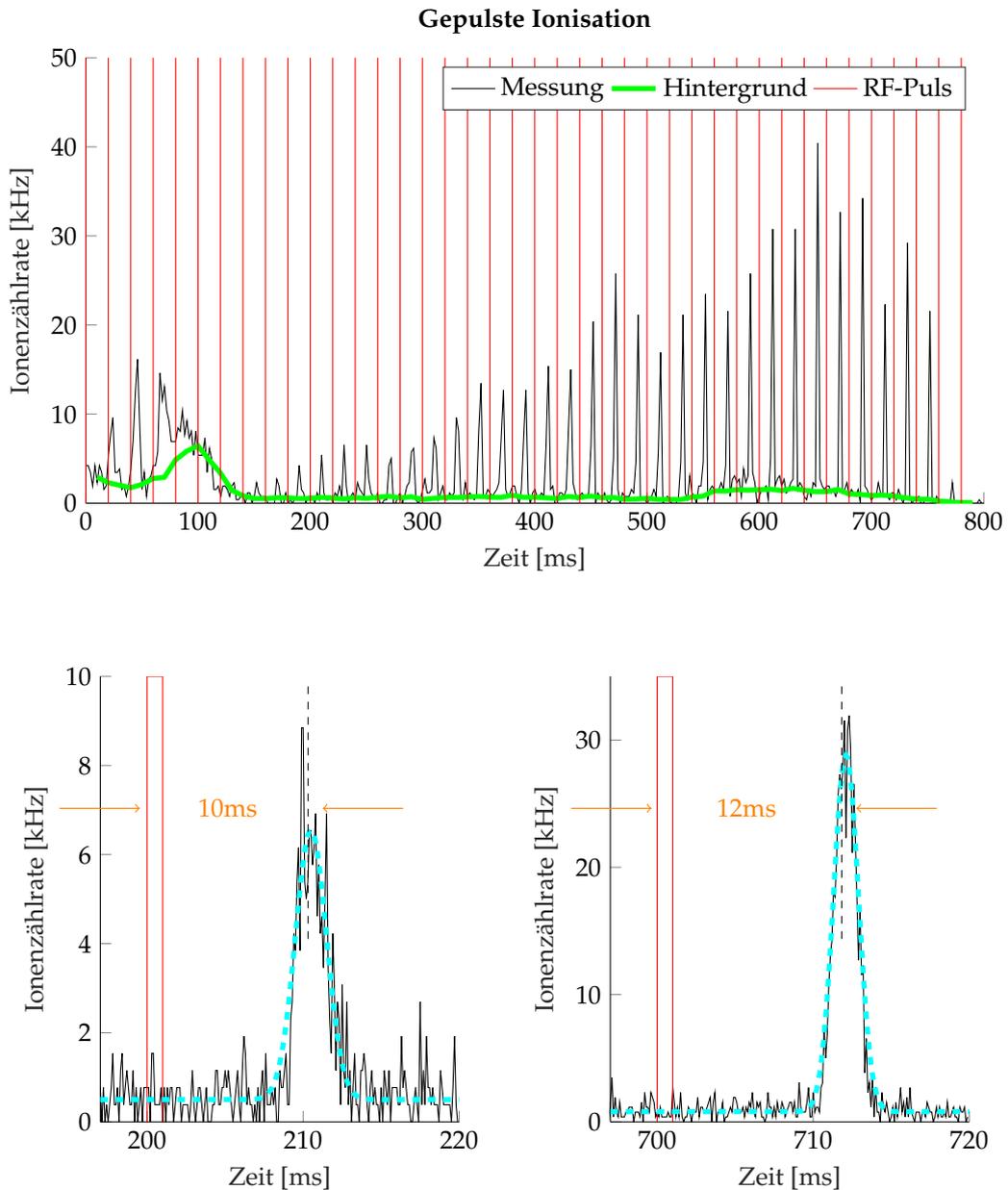


Abbildung 8.2: Exemplarische Messung entlang einer Trajektorie für einen Spulenstrom $I_{BEC} = -0.08\text{A}$ zur Bestimmung der Abhängigkeit der Flugzeit t_F zu den Ionisationslasern von der Wolkenposition. Die obere Grafik stellt die gesamte Messung über eine Messdauer von 800ms dar. Die unteren beiden Grafiken zeigen Detailausschnitte dieser Messung über jeweils einen Pulszyklus am Anfang und am Ende der Messung – d.h. mit größerem und kleinerem Abstand von der Atomchipfläche. Für die Darstellung der Messung aus den Rohdaten wurde ein Binning von $100\mu\text{s}$ gewählt, um die einzelnen Antwortpulse auflösen zu können. Die Variation der Amplituden wird separat besprochen. Die grüne Kurve zeigt den Verlauf der in einer separaten Messung erfassten Hintergrundzählrate, die den Untergrund in dieser Messung gut widerspiegelt. Die dünnen roten Linien geben den Zeitpunkt des Antriggerns der Radiofrequenzpulse an.

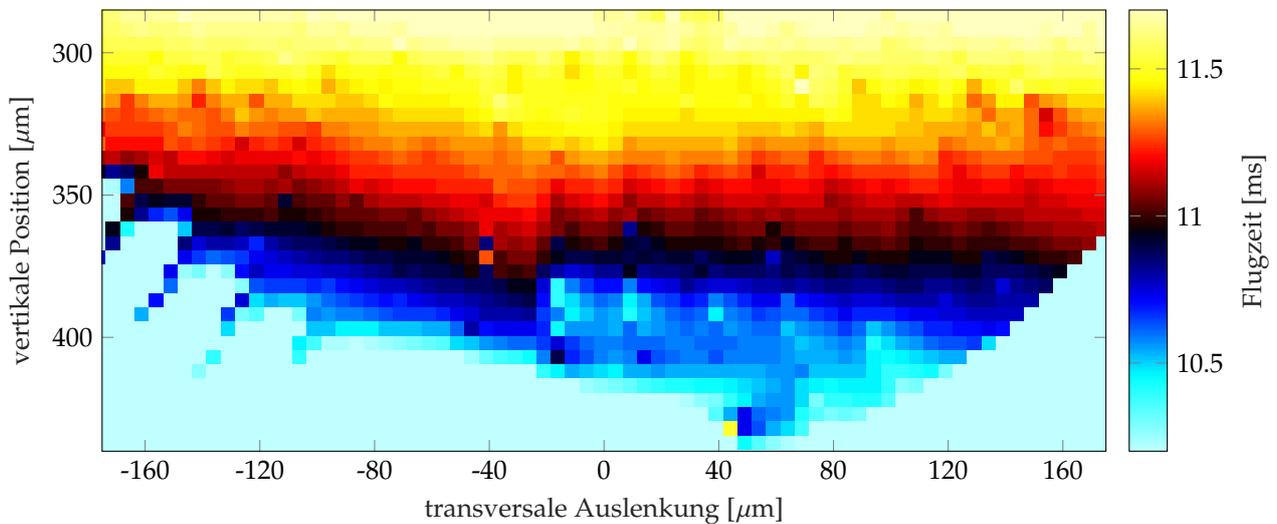


Abbildung 8.3: Darstellung der Linien gleicher Flugzeit. Jeder Stromkonfiguration zum Zeitpunkt eines Radiofrequenzpulses bzw. der sich daraus ergebenden Position wird eine gemessene Flugzeit zugeordnet, welche sich aus der Zeitverzögerung zwischen RF-Puls und Antwortpuls im Ionensignal ergibt, wie in Abb. 8.2 erläutert wurde. Es handelt sich bei diesem Bild um eine Interpolation, da wie in Abb. 8.1 gezeigt wurde, die Trajektorien nur eine diskrete Abtastung des dargestellten Raumes ermöglicht haben. Der Interpolation liegt ein Ausfüllalgorithmus zu Grunde, welcher später in Kapitel 8.3 auch für die entstandenen Ionenbilder angewendet wird. Die eingezeichneten Linien gleicher Flugzeit verlaufen qualitativ grundsätzlich in horizontaler Richtung. Weitere Effekte sind Artefakte des Ausfüllalgorithmus und der lokalen Hintergrundzählraten.

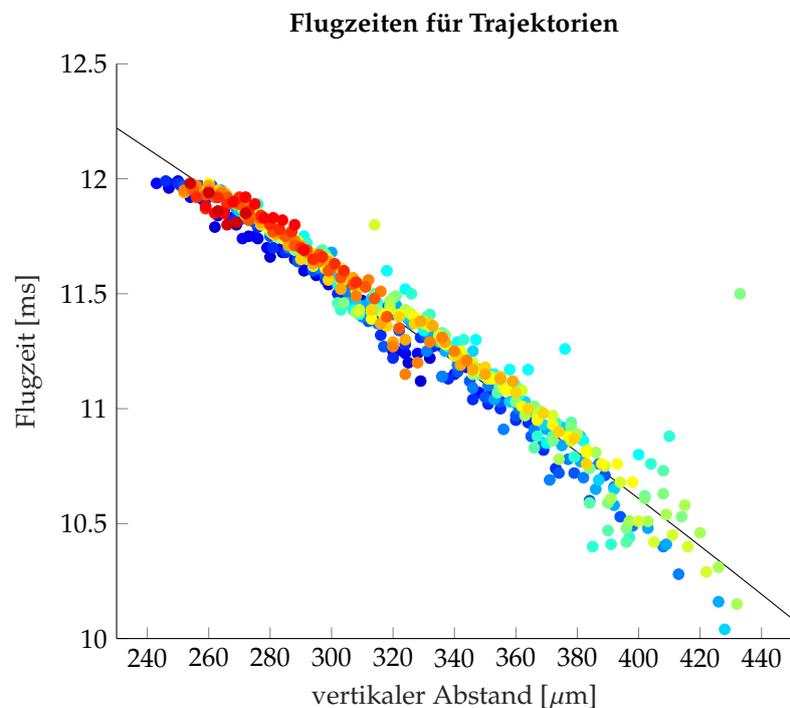


Abbildung 8.4: Für jede der Trajektorien aus Abb. 8.1 ist hier – in derselben Farbgebung – die Abhängigkeit der Flugzeit vom vertikalen Abstand zur Atomchipoberfläche dargestellt. Die schwarze Kurve ergibt sich aus dem hier vorgestellten Modell durch Anpassung der Parameter $d_{\text{laser}} = 920\mu\text{m}$ und $a = 9.24\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$. Demnach befinden sich die Ionisationslaser ca. $920\mu\text{m}$ unterhalb der Atomchipoberfläche. Je weiter eine Atomwolke also von der Chipoberfläche entfernt ist, desto näher ist sie an den Ionisationslasern, was den generellen Verlauf der Kurve erklärt.

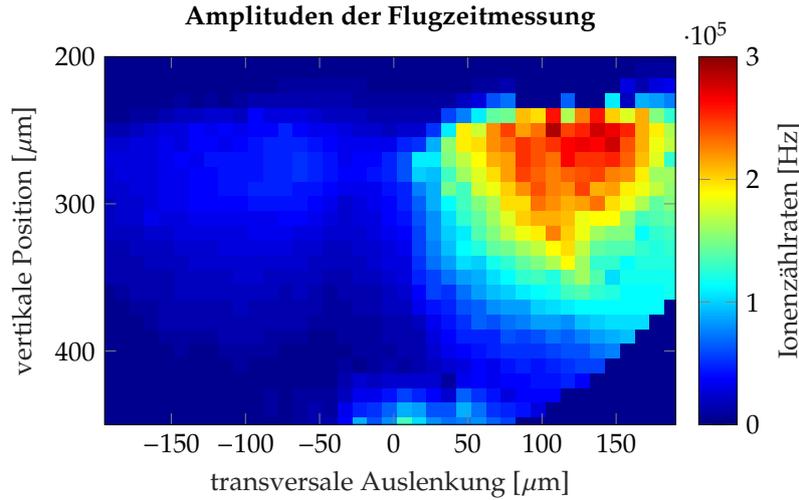


Abbildung 8.5: Räumliche Darstellung der Amplituden der Antwortimpulse, entnommen aus den Daten der Flugzeitpulsmessung aus Abb. 8.2. Es ist zu beachten, dass die Korrektur durch die Flugzeit hier bereits mitberücksichtigt wurde.

Quadrupolleiters sind nicht bekannt. Um zu beweisen, dass die Radiofrequenzquelle zumindest auf der Atomchipoberfläche liegen muss, dient folgende Überlegung. Mit den einfachen Zusammenhängen

$$\Gamma_{aus} \sim B^2 \quad (8.7)$$

$$B \sim \frac{1}{r} \quad (8.8)$$

für die Zählrate $\Gamma_{ion} \sim \Gamma_{aus}$ lässt sich die vertikale Position der Quelle y_{Quelle} des hier gemessenen Feldes grob abschätzen. Es wäre zu erwarten, dass diese sich an der Atomchipoberfläche bei $y = 0$ befindet. Aus

$$240\text{kHz} = \frac{k}{(250\mu\text{m} - y_{Quelle})^2} \quad (8.9)$$

$$80\text{kHz} = \frac{k}{(430\mu\text{m} - y_{Quelle})^2} \quad (8.10)$$

mit einer Konstante k folgt tatsächlich $y_{Quelle} \approx 0$.

Schon diese einfache Messung demonstriert die Möglichkeit einer bildgebenden Darstellung gegebener Magnetfeldfluktuationen – oder magnetischer Wechselfelder –, welche vor allem in Kapitel 9 ausführlich dargestellt wird.

Modell

Das Einstrahlen einer Radiofrequenz, welche resonant auf den magnetischen Unterzuständen ist, führt zu Übergängen zwischen den einzelnen m_F Zuständen, was über die in Kapitel 5.2 beschriebene Radiofrequenzkaskade zu einer Auskopplung von Atomen führt. In Kapitel 5.2 wurde bereits angenommen, dass die Atome die Falle verlassen, sobald sie einmal den $m_F = 0$ Zustand erreicht haben. Im Folgenden wird ein Modell für die Flugzeit $m_F = 0$ Zustandes aufgestellt und mit den Daten in Abb. 8.3 und Abb. 8.4 verglichen. Atome im $m_F = 0$ Zustand fallen im freien Fall mit Gravitationsbeschleunigung ohne Einfluss der Magnetfelder⁸⁹.

89: An Hand der Skalierung von U_{mag} mit m_F ist zu erkennen, dass der $m_F = 0$ Zustand kein magnetisches Potential sieht, sondern lediglich die Gravitation.

Dazu wird im Folgenden eine Formel für die Flugzeit im Falle eines freien Falles aufgestellt, d.h. mit einer zeitlich konstanten Beschleunigung a über die gesamte Flugzeit hinweg, wie es z.B. für den $m_F = 0$ Zustand mit der Gravitation gegeben sein müsste. Eine Kurve dieser Form wird an die Daten aus Abb. 8.4 angefitet, wobei die Beschleunigung a als freier Parameter zugelassen wird. Die Plausibilität des Modells lässt sich dadurch überprüfen, dass für den $m_F = 0$ Zustand $a = g$ mit der Gravitationsbeschleunigung $g = 9.81\text{m/s}^2$ gelten müsste. Zusätzlich zu dieser Argumentation, welche eine überzeugende Übereinstimmung zwischen Daten und Modell aufweist, wird in Anhang F.2 eine Simulation der Fallzeiten für den allgemeineren Fall nicht konstanter Beschleunigungen durchgeführt, wie es bei Atomen in $m_F \neq 0$ Zuständen der Fall ist. Verlassen sie die Falle, während die Magnetfelder noch angeschaltet sind⁹⁰, so bewegen sie sich unter Einfluss einer sich ändernden Beschleunigung, welche durch den Gradienten des Gesamtpotentials gegeben ist

90: Das ist für diese Messung der Fall.

$$\ddot{y}(t) = -\frac{1}{m} \frac{dU_{\text{tot},y}}{dy}. \quad (8.11)$$

Diese Differentialgleichung lässt sich mit Hilfe der Kenntnis des Potentialverlaufs in vertikaler Richtung $U_{\text{tot},y}$ aus den Fallensimulationen in Kapitel 3.3 numerisch lösen. Die Ergebnisse sind in Abb. F.2 zu finden.

Freier Fall

Wird ein Atom zum Zeitpunkt $t=0$ aus der Falle ausgekoppelt, so erreicht es unter der Annahme, dass es gleichförmig mit der Beschleunigung a beschleunigt wird, die Ionisationslaser nach einer Flugzeit

$$t_f = \sqrt{\frac{2D}{a}}, \quad (8.12)$$

wobei der Abstand $D = d_{\text{laser}} - d_o$ sich zusammensetzt aus dem festen vertikalen Abstand der Ionisationslasers von der Atomchipoberfläche d_{laser} und dem variablen Abstand der Atomwolke von der Atomchipoberfläche d_o . Damit gilt folgender Zusammenhang:

$$t_f(d_o) = \sqrt{\frac{2d_{\text{laser}}}{a}} \cdot \sqrt{1 - \frac{d_o}{d_{\text{laser}}}} \quad (8.13)$$

Fittet man an die Daten aus Abb. 8.4 diese Funktion an mit a und d_{laser} als freien Parametern, so ergibt sich die durchgezogene Kurve in Abb. 8.4 mit

$$d_{\text{laser}} = 920\mu\text{m} \quad (8.14)$$

$$a = 9.24 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}. \quad (8.15)$$

Ein vertikaler Abstand der Ionisationslaser zur Atomchipoberfläche von $920\mu\text{m}$ stimmt sehr gut mit dem eingestellten Abstand der Ionisationslaser überein, welcher auf Grund der Optimierungsmessung

in Kapitel B.2 gewählt wurde. Zur Erinnerung: Die gewählten Fallenströme für die Messung in Kapitel B.2 ($I_Q = 0.8\text{A}$, $I_K = -5\text{A}$ und $I_{BEC} = 0^{91}$) ergeben eine Falle mit vertikalem Abstand von $350\mu\text{m}$ von der Atomchipoberfläche. Die Ionisationslaser wurden auf einen Abstand von dieser Position von $550\mu\text{m}$ eingestellt, was insgesamt einen erwarteten Abstand von $900\mu\text{m}$ ergibt. Die Beschleunigung $a = 9.24\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ ist etwas kleiner als die erwartete Gravitationsbeschleunigung. Dies lässt sich durch die Ungenauigkeit in der Positionierung im Bereich weniger Prozent erklären, die sich in eine Ungenauigkeit der Beschleunigung fortpflanzt, die ebenfalls im Bereich weniger Prozent liegt. Die Flugzeit, welche sich aus dem freien Fall gemäß Gleichung 8.13 ergibt, kann unter der Annahme, dass $\frac{d_o}{d_{laser}} \ll 1$ ist, auch als linear abhängig von d_o geschrieben werden

$$t_f(d_o) \approx \sqrt{\frac{2d_{laser}}{a}} \cdot \left(1 - \frac{d_o}{2d_{laser}}\right). \quad (8.16)$$

In diesem Fall ist der Gradient, mit dem sich die Flugzeit über den Abstand von der Oberfläche ändert, gegeben durch

$$\frac{dt_F}{dy} = -\frac{1}{\sqrt{2d_{laser}a}} \quad (8.17)$$

$$= -7.7\frac{\text{ms}}{\text{mm}}. \quad (8.18)$$

Die getroffene Näherung trifft im betrachteten Bereich jedoch nur bedingt zu. Dennoch gibt dieser Gradient eine anschauliche Zahl für die Änderung der Flugzeit über den Abstand von der Chipoberfläche. Ein freier Fall unter Gravitationseinfluss ist nur für den $m_F = 0$ Zustand gegeben und beschreibt die in in Abb. 8.4 dargestellten Daten sehr gut, was darauf schließen lässt, dass die über die Radiofrequenzkaskade ausgekoppelten Atome im $m_F = 0$ Zustand die Falle verlassen. Dies wird durch eine Simulation der Flugzeiten für alle m_F Zustände in Anhang F.2 bestätigt.

Verrechnung der Flugzeit in den Ionenbildern

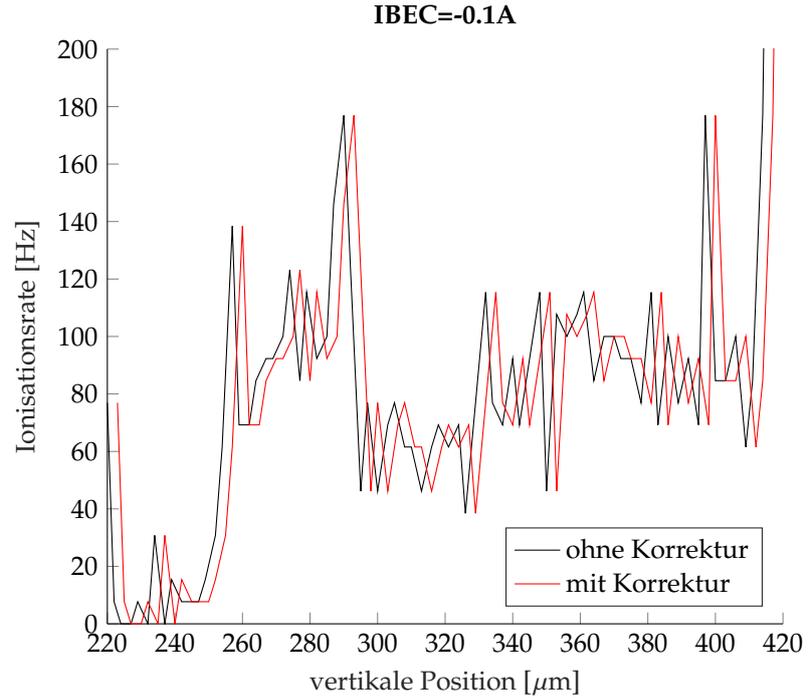
Mit Hilfe der gezeigten Abhängigkeit der Flugzeiten kann für das Ionensignal jeder Einzelmessung⁹² ein um die Flugzeiten korrigiertes Ionensignal berechnet werden. Wie bereits oben erläutert, ist dabei nur die Flugzeit der Atome relevant. Die Flugzeit der Ionen bis zum Detektor liegt im Mikrosekundenbereich, ist somit drei Größenordnungen kleiner und kann vernachlässigt werden.

Dabei wird aus der zeitlichen Abhängigkeit des Quadrupolstromes eine zeitliche Abhängigkeit der Wolkenposition in der transversalen Ebene berechnet. Aus der zugehörigen vertikalen Position $y(t_0)$ zu einem gegebenen Zeitpunkt t_0 ergibt sich eine Flugzeit $t_f(y(t_0))$. Der Zusammenhang zwischen dem Detektionszeitpunkt t_{det} eines Atoms,

91: Das nicht vernachlässigbare Streufeld in y -Richtung war zum Zeitpunkt dieser Messung noch nicht bekannt. Daher $I_{BEC} = 0$.

92: d.h. jeder abgefahrenen Trajektorie

Abbildung 8.6: Zu sehen sind das bereits auf eine Trajektorie gemappte Ionensignal mit (rote Linie) und ohne (schwarze Linie) Korrektur der Flugzeit bei einem Spulenstrom von $I_{BEC} = -0.1A$, einem Kompressionsstrom $I_K = -5A$ und $0.9 \geq I_Q \geq 0.5A$. Hierbei wurde eine Messung der Hintergrundzählraten (ohne Einstrahlen einer Radiofrequenz) verwendet. Während die leichte Verzerrung, die sich durch die unterschiedlichen Flugzeiten bei größeren und kleineren Abständen zur Atomchipoberfläche ergibt, im korrigierten Signal kaum wahrzunehmen ist, weil bei einer Gesamtmessdauer von 800ms eine relative Verschiebung von ca. 2ms nahezu vernachlässigbar ist, ist der Effekt der Flugdauer im Allgemeinen deutlich durch eine Verschiebung von wenigen Mikrometern zu erkennen.



das zum Zeitpunkt t_0 die Falle verlässt,

$$t_{det}(t_0) = t_0 + t_f(y(t_0)) \quad (8.19)$$

$$\approx t_0 + \sqrt{\frac{2d_{laser}}{a}} \cdot \left(1 - \frac{y(t_0)}{2d_{laser}}\right), \quad (8.20)$$

kann wie in Gleichung 8.16 diskutiert der Einfachheit halber als linear angenommen werden, wodurch sich eine eindeutig bestimmte Umkehrfunktion $t_0(t_{det})$ berechnen lässt, die jedem Detektionszeitpunkt einen Startzeitpunkt zuordnet. Über die Stromkonfiguration zum Startzeitpunkt kann wiederum die Startposition für jeden Detektionszeitpunkt eindeutig berechnet werden. Diese Zuordnung ermöglicht eine Korrektur jeder Messung wie exemplarisch in Abb. 8.6 für eine Messung der Hintergrundzählrate für $I_{BEC} = -0.1A$, $I_K = -5A$ und $0.9 \geq I_Q \geq 0.5A$ gezeigt.

Das Fazit dieser Betrachtung ist, dass eine Flugzeitkorrektur ein Ionenbild qualitativ leicht entzerrt, aber vor allem das Bild als Ganzes entlang der vertikalen Achse verschiebt. Ohne Flugzeitkorrektur würde die Ionenzählrate einer leicht nach oben versetzten Stelle zugeordnet werden.

8.3 Darstellung der Messdaten

Für die Darstellung der Ionenbilder ergibt sich wie bereits erwähnt die Problematik, dass die transversale Ebene durch das gewählte Protokoll nicht vollständig abgetastet wurde, wie die Darstellung der Trajektorien in Abb. 8.1 veranschaulicht. Es soll nun ein simples Verfahren vorgestellt werden, welches eine intuitivere Darstellung des

Ionenbildes ermöglicht.

Die im Folgenden exemplarisch gezeigte Messung wurde an der in Kapitel E.1 ermittelten axialen Position des Aufhängepunktes von Balken 1 ($219\mu\text{m}$ nach T4) für einen Kompressionsstrom $I_K = -5\text{A}$ aufgenommen. Dabei wurden lediglich die Verluststraten aus der Falle ohne Einstrahlung einer Radiofrequenz gemessen.

Abbildung 8.7 zeigt die Messdaten mit einer logarithmischen Farbskala, welche gleichzeitig die Bereiche größerer und kleinerer Auskoppelraten visualisiert. Oben in der Abbildung sind die tatsächlich gemessenen Daten in einem Gitter von $5 \times 5\mu\text{m}$ dargestellt⁹³, welche sich aus dem Ionensignal gemäß Gleichung 8.1 unter Berücksichtigung der Flugzeit wie in Gleichungen 8.6 und 8.20 ergab. Es ist deutlich zu erkennen, dass mit dem gewählten Messprotokoll keineswegs ein lückenloses Bild entstanden ist.

Deshalb wurden die nicht vermessenen Bereiche für die untere Grafik in Abb. 8.7 durch einen Ausfüllalgorithmus interpoliert. Es wurde hierfür ein simpler *nearest neighbour* Ansatz gewählt. Dabei wurde in mehreren Iterationen jedes leere Pixel im Ionenbild oben in Abb. 8.7 ab einer definierten Mindestanzahl von ausgefüllten Nachbarn⁹⁴ mit dem Mittelwert dieser Nachbarn befüllt. Dieser sehr einfache Algorithmus sorgt für einige systematische Artefakte wie etwa das **Ausfransen** des roten Bereiches erhöhter Hintergrundzählraten. Dieser Effekt schränkt die Präzision der Ortsauflösung des Verfahrens zur Messung lokalisierter Magnetfeldfluktuationen ein, da die Bereiche eventuell größer erscheinen, als sie tatsächlich sind.

Das **Auflösungsvermögen** dieses Verfahrens ist zum einen durch die gewählte Granularität des Gitters gegeben, welches an die Wolkengröße angepasst ist. Die Wolkengröße lässt sich durch die Einstellung der experimentellen Parameter bedingt anpassen. Andererseits ist auch die Dichte der Abrasterungspunkte und -trajektorien von Bedeutung, die durch angemessene Wahl der Fallenströme im Prinzip beliebig fein werden kann⁹⁵. Eine feingranularere Abrasterung der transversalen Ebene verringert die Artefakte des Ausfüllalgorithmus und macht diesen gegebenenfalls sogar überflüssig.

Die vorliegende Arbeit zielt auf ein *Proof-of-Concept* ab. Es stellt sich heraus, dass die gewählte Abrasterung und Auflösung dafür ausreichend ist (s. z.B. Kapitel 9.3).

93: Die Gitterauflösung wurde in Anlehnung an die Abmessungen der Atomwolke in der transversalen Ebene gewählt.

94: Hier wurde z.B. eine Mindestanzahl von 4 Nachbarn gewählt. Eine höhere Mindestanzahl als strengeres Kriterium verbessert zwar die Qualität der Interpolation, führt aber irgendwann zu einer Nicht-Konvergenz des Verfahrens. Dies ist auch abhängig von der gewählten Pixelgröße dieses Abbildungsverfahrens.

95: im Rahmen der Präzision der Stromquellen

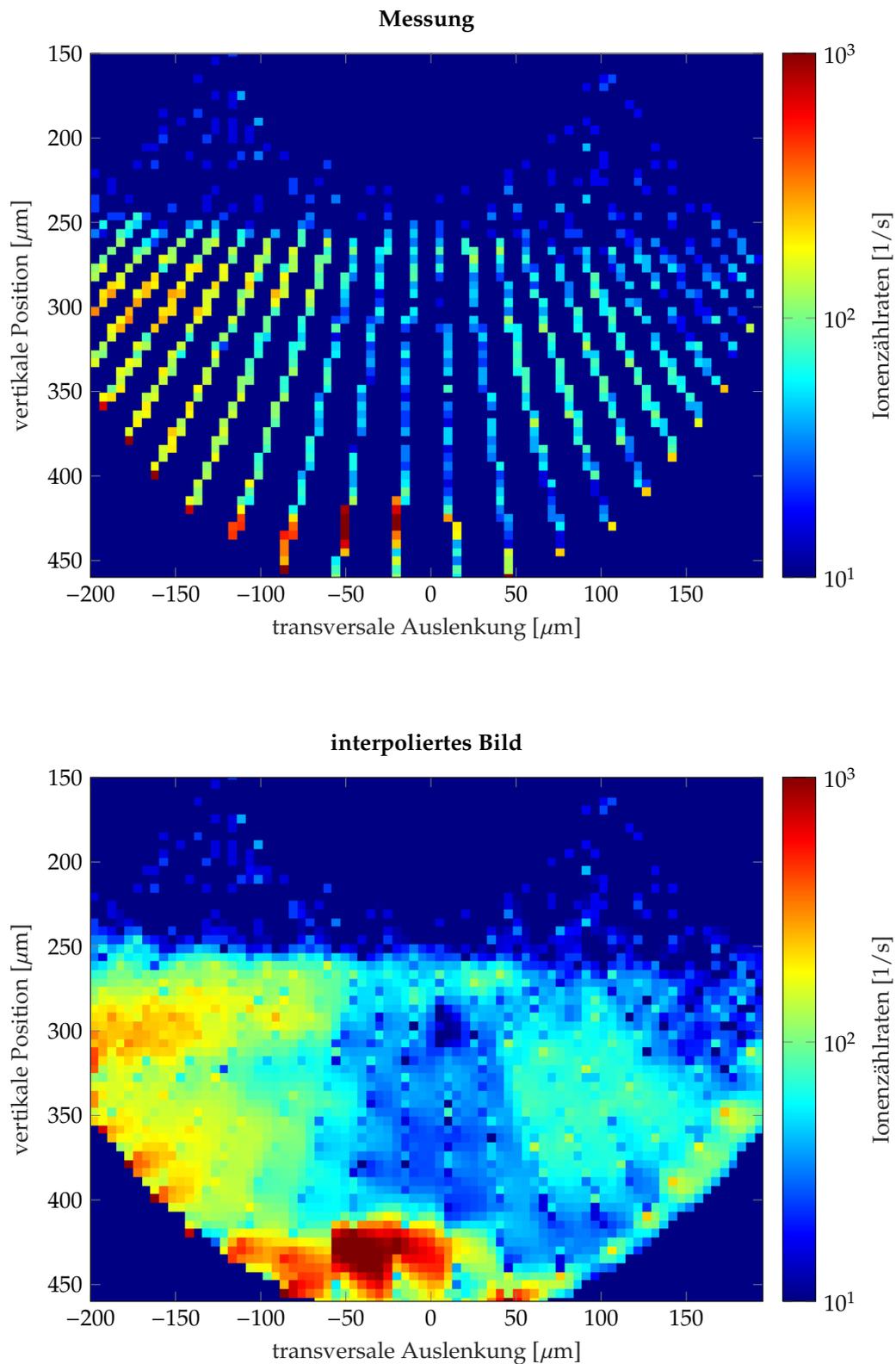


Abbildung 8.7: Messung (oben, dargestellt auf einem $5 \times 5 \mu\text{m}$ Gitter) und Interpolation (unten) eines transversalen Bildes an der axialen Position $219 \mu\text{m}$ für einen Kompressionsstrom $I_K = -5 \text{ A}$. Die Zuordnung der Zählraten zu einem Auskoppelort beruht auf Gleichung 8.1. Die gewählte logarithmische Farbskalierung ermöglicht ein gleichzeitiges Betrachten von Bereich höherer und niedrigerer Ionenanzahlraten.

8.4 Einfluss der Detektionseffizienz

Für ein einzelnes transversales Ionenbild wird die Annahme getroffen, dass die Detektionseffizienz nicht von der transversalen (x -) Auslenkung der Wolke abhängig ist, da sich der betrachtete Bereich innerhalb der Rayleigh-Längen der Ionisationslaser befindet, und somit keine signifikanten Intensitätsunterschiede zu erwarten sind. Eine mögliche Abhängigkeit in vertikaler Richtung wird in Anhang B.2 im Rahmen der Ionisationslaserjustage untersucht. Dabei wird der Abstand der Ionisationslaser von den Wolkenpositionen so gewählt, dass das Verhältnis von Detektionseffizienzen zu Hintergrundzählraten optimal wird. Der Abstand zu den Ionisationslasern beträgt für die Fallenpositionen eines transversalen Ionenbildes $300 - 500 \mu\text{m}$, wobei sich die Detektionseffizienz gemäß Abb. B.8 nur um wenige Prozent verändern sollte, was im Folgenden vernachlässigt wird.

Insgesamt kann also die Detektionseffizienz über ein einziges transversales Bild als konstant betrachtet werden. Abbildung 8.7 zeigte dabei jedoch die gemessenen Zählraten ohne Berücksichtigung der Detektionseffizienz.

Möchte man nun aber quantitative Unterschiede in transversalen Bildern an unterschiedlichen axialen Positionen untersuchen, lohnt sich die Charakterisierung der axialen Verteilung der Detektionseffizienz. Dies ermöglicht die Aufnahme einer Sequenz von Bildern an verschiedenen axialen Positionen ohne Justage der Ionisationslaser im Hinblick auf maximale Ionisations- und somit Detektionseffizienz für jedes Bild, was experimentell betrachtet eine erhebliche Zeitersparnis bedeutet. Es stellt sich sogar heraus, dass transversale Ionenbilder an axialen Positionen, die mehrere hundert Mikrometer auseinanderliegen, mit einer einzigen Justageeinstellung gemessen werden können. In Anbetracht der horizontalen (axialen) Strahltaillen der Ionisationslaser von gerade einmal $100 \mu\text{m}$ erscheint dies bemerkenswert. Obwohl sich die Detektionseffizienz über den betrachteten Bereich signifikant ändert, kann dieser Effekt mit einer einfachen Kalibration kompensiert werden. Kapitel 9.1 zeigt dies für eine Serie von transversalen Ionenbildern an unterschiedlichen axialen Positionen. Zunächst wird jedoch das Messprinzip zur Bestimmung der Detektionseffizienz an verschiedenen axialen Positionen erläutert.

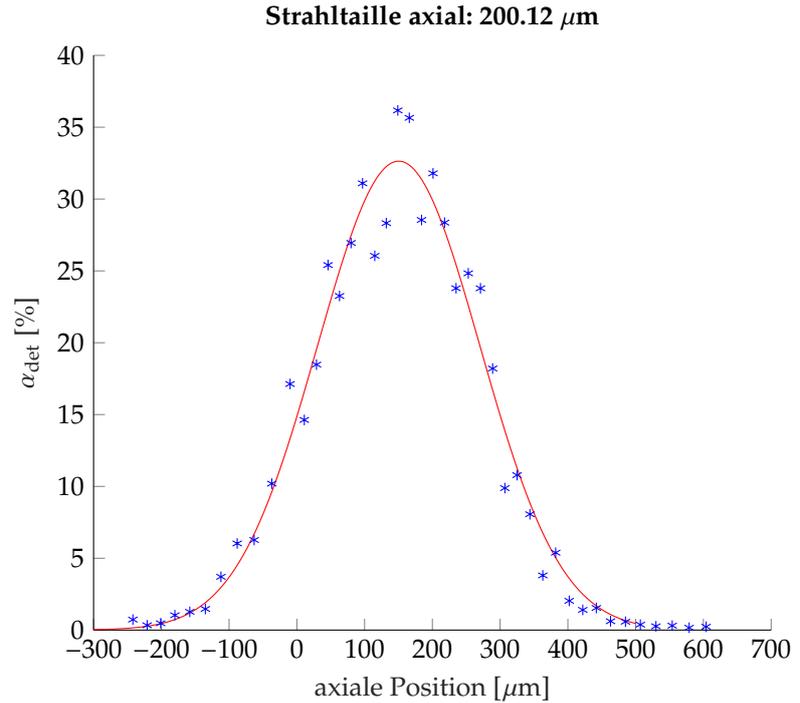
Mit Hilfe dieser Methode lässt sich schließlich sogar der **Einfangbereich** der Ionenoptik vermessen. Dieser bezeichnet eine Menge von Startpunkten von Ionentrajektorien, welche unter Einfluss der Ionenoptik auf dem Detektor enden. Das bedeutet, dass im Allgemeinen nur Ionen, die in diesem Bereich entstehen, vom Einzelatomdetektionsschema erfasst werden können. Ein sehr limitierender Faktor stellt hier die 1mm kleine Öffnung der Ionenblende (das sogenannte Ionenloch) dar, dessen Effekt klar erkennbar sein wird.

Messprinzip

Für die folgenden Messungen wurden die Atomwolken an zwei unterschiedlichen Punkten in der transversalen Ebene⁹⁶ jeweils an un-

96: $I_Q = 0.7\text{A}$, $I_K = -5\text{A}$ und $I_{BEC} = -0.1\text{A}$ bzw. $I_{BEC} = -0.01\text{A}$

Abbildung 8.8: Exemplarische Darstellung einer Detektionseffizienzkurve für den Spulenstrom $I_{BEC} = -0.01A$. Der zugehörige Fit wurde mit der in Gleichung 8.29 gefundenen Modellfunktion durchgeführt.



97: Eine genaue Vermessung der spektralen Antwort an jeder Position hätte auch hier sehr viel Zeit in Anspruch genommen.

terschiedlichen axialen Positionen präpariert. Ein Breitband-Radiofrequenzsignal mit einer Mittenfrequenz von 800kHz und einer Breite von $\pm 500\text{kHz}$ wurde eingestrahlt, welches eine Auskopplung an sämtlichen Positionen sicherstellen sollte. Feine Unterschiede des Offsetfeldes an unterschiedlichen axialen Positionen führen zu einer Verschiebung der Resonanzen⁹⁷. Die Breite der spektralen Antwortfunktion ist temperaturabhängig [4] (s. auch Abb. 5.3). Für eine Wolkentemperatur von 700nK beträgt die volle Breite bei halber Amplitude (FWHM, *full width half maximum*) etwa 150kHz und ist somit klein gegenüber der gewählten Breite des Radiofrequenzsignals.

Für jede axiale Position wurde jeweils eine Messung mit und ohne Radiofrequenz durchgeführt. Die Anzahl der in der Falle verbliebenen Atome N_{ref} ohne bzw. N_{RF} mit Radiofrequenz wurde mittels der Absorptionsabbildung bestimmt. Die Detektionseffizienz α_{det} bezeichnet das Verhältnis der am Detektor angekommenen Ionen N_{ion} zur Anzahl ausgekoppelter Atome $N_{aus} = N_{ref} - N_{RF}$

$$\alpha_{det} = \frac{N_{ion}}{N_{aus}}. \quad (8.21)$$

Die Leistung der Radiofrequenz wurde dabei so gewählt, dass Hintergrundzählraten N_H vernachlässigt werden konnten

$$\frac{N_{ion}}{N_{aus}} \approx \frac{N_{ion} - N_H}{N_{aus}}. \quad (8.22)$$

Ein Beispiel einer solchen Messung ist in Abb. 8.8 zu sehen. An die Daten (blaue Punkte in der Abbildung) wurde dabei eine Modellfunktion (rote Kurve) angefitet, welche im Folgenden beschrieben werden soll.

Modellfunktion

Für punktförmige Ionisationslaser ergäbe sich der Verlauf der Detektionseffizienz in axialer Richtung durch die entsprechende Liniendichteverteilung⁹⁸ der Atomwolke. Dies gilt nur unter der Bedingung, dass die ausgekoppelten Atome unter Gravitationseinfluss nach unten fallen – also nicht in andere Richtungen aus der Falle beschleunigt werden –, und dass sich die Position der Atomwolke innerhalb der Grenzen der Ionenblende befindet. Erweitert man dieses Bild nun um die Ausdehnung der Ionisationslaser, so ist zu berücksichtigen, dass die Detektionseffizienz zusätzlich durch die Strahlform der Ionisationslaser gegeben ist: Wo der Strahl eine höhere Intensität aufweist, ist die Ionisationswahrscheinlichkeit und damit die Detektionseffizienz höher.

Sowohl die Position der Atomwolke als auch der Ionisationslaser lassen sich in axialer Richtung verschieben. Bei der Messung wurde für eine gegebene Ionisationslaserposition die Position der Atomwolke sukzessive variiert. Die Ausdehnungen in axialer Richtung betragen für die Atomwolke etwa $100\mu\text{m}$ und für die Ionisationslaser (vgl. Anhang B.1) etwa $200 - 300\mu\text{m}$ ⁹⁹.

Insgesamt lässt sich die axiale Verteilung der Detektionseffizienz $\alpha_{det}(z)$ aus einer Faltung der eindimensionalen Dichteverteilung der Atome $n_1(z)$ in axialer Richtung¹⁰⁰ und der Intensitätsverteilung der Ionisationslaser $I(z)$ modellieren

$$\alpha_{det}(z) = \kappa \cdot (n_1 * I)(z) \quad (8.23)$$

$$= \kappa \int_{-\infty}^{\infty} d\tilde{z} n_1(\tilde{z}) I(z - \tilde{z}) \quad (8.24)$$

mit einer Proportionalitätskonstante κ . \tilde{z} bezeichnet die relative Verschiebung zwischen Atomwolken- und Ionisationslaserposition in axialer Richtung¹⁰¹. Die Faltung beschreibt das Integral über die Detektionseffizienzen für alle punktförmigen Ionisationslaser, d.h. an sämtlichen axialen Positionen, welche dann mit der Intensitätsverteilung der Ionisationslaser gewichtet werden. In die Faltung geht die Annahme mit ein, dass α_{det} linear proportional zur Intensität der Ionisationslaser ist. Dies ist plausibel, da der Zweiphotonenübergang mit der verfügbaren Leistung des 778nm Lasers von 16mW bereits gesättigt ist, sodass die Detektionseffizienz linear mit der Leistung des 1064nm Lasers skaliert.

Mit

$$n_1(z) = N\omega_z \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-\frac{m\omega_z^2}{2k_B T}(z-\tilde{z})^2} \quad (8.25)$$

$$= n_0 e^{-\frac{m\omega_z^2}{2k_B T}(z-\tilde{z})^2}, \quad (8.26)$$

wobei $\omega_z = 2\pi \cdot 16\text{Hz}$ die axiale Fallenfrequenz ist, und

$$I(z) = I_0 e^{-\frac{2z^2}{w_0^2}} \quad (8.27)$$

98: d.h. der in zwei Richtungen aufintegrierten Dichteverteilung $n_1(z)$ (s. unten)

99: Dies entspricht der doppelten Strahltaile von $92.4\mu\text{m}$ für 778nm Laser und $142.8\mu\text{m}$ für den 1064nm Laser

100: Bei der axialen Liniendichteverteilung handelt es sich um die in zwei Richtungen aufintegrierte dreidimensionale Dichteverteilung der Atomwolke.

101: Bezogen auf einen Ursprung in z-Richtung, welcher o.B.d.A. ins Zentrum des Ionisationslaserprofil gelegt wurde.

mit Strahltaile w_0 gilt schließlich

$$\alpha_{det}(z) = n_0 I_0 \int_{-\infty}^{\infty} d\tilde{z} e^{-\frac{m\omega_z^2}{2k_B T} (z-\tilde{z})^2} e^{-\frac{2z^2}{w_0^2}}. \quad (8.28)$$

Ein Integral dieser Form lässt sich wie folgt umschreiben

$$\alpha_{det}(z) = \alpha_0 e^{-\frac{z^2}{2\sigma_{det}^2}} \quad (8.29)$$

$$\alpha_0 = n_0 I_0 \sqrt{\frac{\pi}{\frac{m\omega_z^2}{2k_B T} + \frac{2}{w_0^2}}} \quad (8.30)$$

$$\sigma_{det}^2 = \frac{\frac{1}{2}m\omega_z^2 w_0^2 + 2k_B T}{2m\omega_z^2}. \quad (8.31)$$

Eine Gleichung dieser Form beschreibt die Daten ab initio und weist keine offenen Parameter auf. Atomzahl N und Temperatur T können aus den Referenzmessungen der Absorptionsabbildung bestimmt werden. Für eine bessere Anpassung an die Daten aus Abb. 8.8 wurde jedoch die Strahltaile w_0 als Anpassungsparameter zulassen. Aus dem Fit ergibt sich dann eine Strahltaile $w_0 = 200\mu\text{m}$, was etwas größer ist als die oben genannte Strahltaile des 1064nm Laser von $142.8\mu\text{m}$, welche aus einer Vermessung des Lightsheets mit einem Beam Profiler bekannt ist. Die Abweichung ist wahrscheinlich auf die in diesem Modell nicht betrachtete attraktive Wechselwirkung des Dipolpotentials des 1064nm Ionisationslasers zurückzuführen [102]. Ausgekoppelte fallende Atome werden in den Fokus der Ionisationslaser gezogen. So können auch noch Atome, die außerhalb der axialen Ausdehnung der Ionisationslaser liegen, trotzdem ionisiert werden. Die im Fit bestimmte Strahltaile beschreibt also weniger die Strahltaile des Gaußstrahls als vielmehr einen Einfangbereich des attraktiven Potentials des 1064nm Lasers.

Das Ionenloch

Diese Messung wurde schließlich für etliche Ionisationslaserpositionen wiederholt, welche in axialer Richtung variiert wurden. Das Maximum der Detektionseffizienz wurde dabei durch Justage eines Spiegels außerhalb der Vakuumkammer (vgl. Abb. B.1) sukzessive verschoben und für jeden Justageschritt eine Kurve wie in Abb. 8.8 aufgenommen. Die einzelnen Einstellungen sind auf Grund manueller Justage nicht exakt reproduzierbar.

Diese Serie von Detektionseffizienzmessungen mit unterschiedlichen Laserpositionen wurde für zwei Fallenstromkonfigurationen bzw. Positionen in der transversalen Ebene durchgeführt:

- ▶ $I_Q = 0.7\text{A}$, $I_K = -5\text{A}$, $I_{BEC} = -0.1\text{A}$ bzw. $x = -75\text{K}\mu\text{m}$, $y = 321\mu\text{m}$
- ▶ $I_Q = 0.7\text{A}$, $I_K = -5\text{A}$, $I_{BEC} = -0.01\text{A}$ bzw. $x = 99\mu\text{m}$, $y = 290\mu\text{m}$.

Die beiden Messstützpunkte bleiben für jede Messung fest und wurden ausgewählt, da sie etwas weiter auseinander liegen, und somit geometrische Effekte wie ein Winkel in der Justage der Ionisationslaser

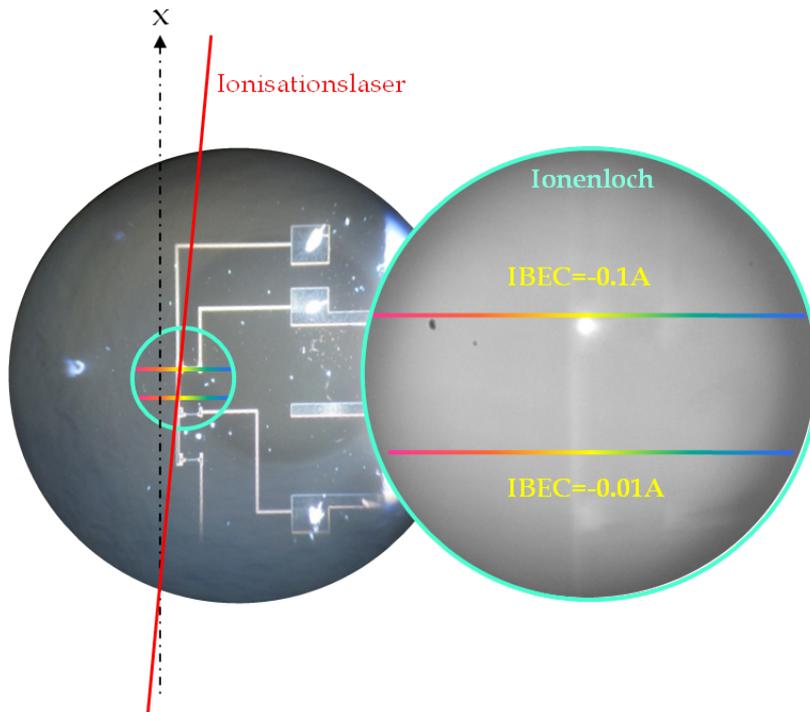


Abbildung 8.9: Regenbogenlinien: Axiale Verläufe der Messpunkte (Wolkenpositionen) zur Messung der Detektionseffizienzkurven wie in Abb. 8.8 dargestellt an zwei verschiedenen Punkten in der transversalen Ebene. Links zu sehen ist die Mikroskopaufnahme der Goldstruktur, rechts daneben die entsprechende Aufnahme aus der Vakuumkammer durch die Ionenoptik. Der entsprechende Ausschnitt auf der Mikroskopaufnahme ist türkis umrandet dargestellt. Insgesamt wurde diese Messung für zwölf verschiedene Ionisationslaserpositionen durchgeführt. Der Farbverlauf der Linie ist in Anlehnung an die in der folgenden Abb. 8.10 gewählten Farben der einzelnen Messkurven bewusst gewählt worden (bezogen auf die etwaige Position der Maxima). Zusätzlich deutet die rote Linie den Verlauf der Ionisationslaser durch die Vakuumkammer an, welcher einen kleinen Winkel zur x -Achse aufweist.

in Bezug auf die transversale (x -) Richtung untersucht werden können. Insgesamt wurde für beide Punkte jeweils eine horizontale Trajektorie in axialer Richtung, d.h. parallel zum Quadrupolleiter, über viele Justageeinstellungen und Messungen hinweg abgefahren. Die beiden Trajektorien sind (von unten auf den Nanochip schauend betrachtet) in Abb. 8.9 dargestellt.

Abb. 8.10 zeigt in der oberen Reihe jeweils die einzelnen Anpassungen gemäß der Modellkurve aus Gleichung 8.29. Die Farben entsprechen dabei im Wesentlichen den Farbverläufen der in Abb. 8.9 dargestellten Regenbogen-Trajektorien¹⁰². Jeweils darunter sind die Maxima der einzelnen Modellkurven dargestellt. Offensichtlich fallen die Detektionseffizienzen in beiden Fällen an bestimmten axialen Positionen stark ab. Dies ist auf die Begrenzungen der Ionenblende zurückzuführen, welche einen Durchmesser von 1mm besitzt. Der Empfangsbereich der Ionenoptik muss nicht zwingend dem gesamten Durchmesser dieser Blende entsprechen. Die hier beschriebene Methode zur Charakterisierung des axialen Verlaufs der Detektionseffizienz für eine gegebene Ionisationslaserposition eignet sich also auch zudem für die Vermessung des Empfangsbereiches der Ionenoptik.

Aus den Darstellungen in der unteren Reihe von Abb. 8.10 kann man die Breite des Empfangsbereiches abschätzen. Für die Trajektorie mit $I_{BEC} = -0.1A$ (unten links) ergibt sich eine Breite von knapp $600\mu m$, für $I_{BEC} = -0.01A$ (unten rechts) eine Breite von etwa $500\mu m$. Tatsächlich verläuft – soweit aus Abb. 8.9 zu entnehmen – die Sekante der Trajektorie für $I_{BEC} = -0.1A$ näher am Mittelpunkt des Ionenlochs als für $I_{BEC} = -0.01A$. Es ist also zu erwarten, dass die vermessene Breite des Empfangsbereiches für $I_{BEC} = -0.1A$ etwas größer ist.

Für eine bestimmte Justage der Ionisationslaserstrahlen gibt es einen axialen Versatz des Maximums der Kurven für die beiden Messstütz-

102: rot: Richtung T4, blau: Richtung T3

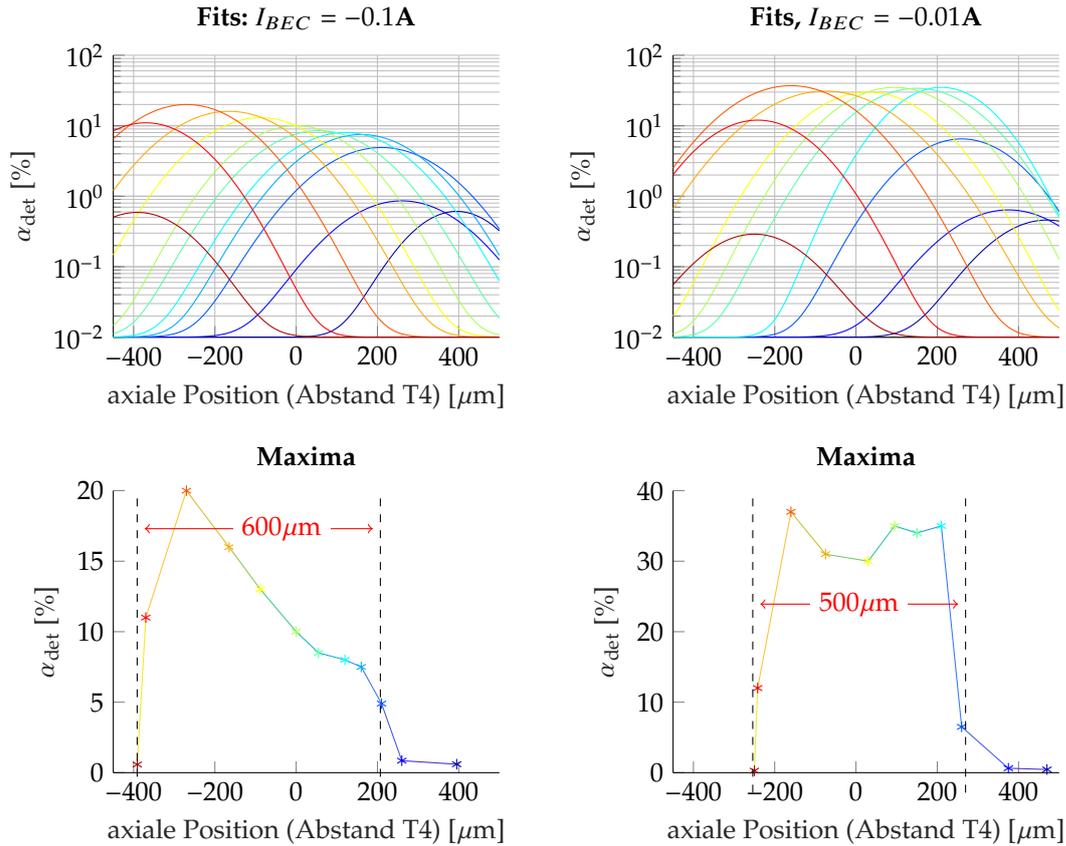


Abbildung 8.10: Vermessung des Empfangsbereichs der Ionenoptik durch Detektionseffizienzen für zwei Stromkonfigurationen. Links sind die Ergebnisse für $I_{BEC} = -0.1A$ dargestellt, rechts für $I_{BEC} = -0.01A$. Die entsprechenden Farben auf der linken und rechten Seite stehen jeweils für dieselbe Justage der Ionisationsstrahlen. Wie im Text erklärt, sind die zugehörigen Positionen der Ionisationslaserstrahlen an den beiden Messstützpunkten etwa um $100\mu m$ versetzt. Die Bilder der oberen Reihe zeigen dabei jeweils die analog wie in Abb. 8.8 gefundenen Fits, während die untere Reihe die zugehörigen Koordinaten der Maxima in der entsprechenden Farbkodierung darstellt. Negative Positionen auf der x-Achse stellen axiale Positionen zwischen T4 und T5, gemessen von T4 aus, dar.

punkte mit $I_{BEC} = -0.1A$ und $I_{BEC} = -0.01A$ (vgl. untere Reihe in Abb. 8.10) in der Größenordnung von $100\mu m$. Dies ist auf den Einstrahlwinkel der Ionisationslaser in die Vakuumkammer und deren Orientierung relativ zur Atomchipgeometrie zurückzuführen. Eine Skizze findet sich in Abb. 8.9. Die beiden Messstützpunkte sind in transversaler (x-) Richtung etwa $200\mu m$ versetzt, was einem Durchgangswinkel der Ionisationsstrahlen relativ zur transversalen Richtung¹⁰³ von $\arctan\left(\frac{100\mu m}{200\mu m}\right) = 26.5^\circ$ entspricht. Dieser Parameter wurde leider nicht anderweitig gemessen, aber das Ergebnis erscheint plausibel.

Vergleicht man die maximalen Detektionseffizienzen für die beiden Messstützpunkte in der Mitte des Empfangsbereichs, sind die Detektionseffizienzen für $I_{BEC} = -0.01A$ (im rechten unteren Bild) mit etwa 35% höher als die Detektionseffizienzen bei $I_{BEC} = -0.1A$ mit 10–20%. Die Justage der Fokusposition der Ionisationslaser entlang der optischen Achse wurde für $I_{BEC} = 0$ durchgeführt, was eine höhere Detektionseffizienz für $I_{BEC} = -0.01A$ erklärt. Mit diesen Ergebnissen ist es nun möglich, transversale Ionenbilder an verschiedenen axialen Positionen quantitativ miteinander zu vergleichen, ohne die Ionisationslaserposition für jedes Bild neu justieren zu müssen.

103: z.B. den Transportleitern

Kompaktdarstellung der wichtigsten Ergebnisse

In diesem Kapitel wurden die Ionenbilder als Darstellungsmethode für lokalisierte Magnetfeldfluktuationen eingeführt. Sie stellen eine transversale Ebene senkrecht zur Chipachse, welche durch den Quadrupolleiter definiert wird, dar. Dafür werden Atome gemäß einem Messprotokoll in der transversalen Ebene präpariert und bewegt. Eine in-situ-Messung der lokalen Magnetfeldfluktuationen wird dazu parallel durchgeführt und erlaubt in der hier vorgestellten Konfiguration die Messung von Fluktuationen im Radiofrequenz- oder Mikrowellenspektrum. Ein Bild entsteht durch die eindeutige Zuordnung der gemessenen Ionisationsraten zu einer Fallenposition, welche mit dem Messprotokoll angesteuert wurde.

Auf Grund des Detektionsschemas, bei dem die ausgekoppelten Atome zunächst zum Ionisationsort fallen, muss eine nicht vernachlässigbare Flugzeit der Atome zum Detektor bestimmt und für die Verarbeitung der Bilddaten berücksichtigt werden. Die Verzögerung wurde mit Hilfe einer gepulsten Auskopplung gemessen und durch ein einfaches Modell unter der Annahme des freien Falls der Atome zum Ionisationsort beschrieben. Ein freier Fall ist für Atome im magnetischen Unterzustand $m_F = 0$ zu erwarten. Das gewählte Modell passt quantitativ sehr gut zu den Daten. Eine daraus resultierende Korrektur der Daten für die Ionenbilder wurde ebenfalls demonstriert.

Während die Detektionseffizienz für ein transversales Ionenbild als konstant angenommen wurde, konnte die Änderung der Detektionseffizienz in axialer Richtung für eine gewählte Position der Ionisationslaser gemessen und durch Variation der Laserposition sogar die Charakteristik des Ionenlochs nachgezeichnet werden.

Erweiterung und Anwendung des Verfahrens

9

In diesem Kapitel soll nun zunächst eine Erweiterung des bisher dargestellten bildgebenden Verfahrens zu einem Tomographieverfahren diskutiert werden, welches durch Stapelung mehrerer transversaler Ionenbilder¹⁰⁵ eine dreidimensionale Abbildung aus Sicht der Atome ermöglicht (s. Abschnitt 9.1). Dies vermittelt ein besseres räumliches Verständnis lokalisierter Magnetfeldfluktuationen.

Anschließend werden zwei konkrete Beispiele diskutiert, wie im hier dargestellten Experiment lokalisierte Magnetfeldfluktuationen durch transversale Ionenbilder nachgewiesen und charakterisiert werden konnten.

Dabei handelt es sich um Magnetfeldfluktuationen unterschiedlichen Ursprungs. Während in Abschnitt 9.2 ein technischer Effekt behandelt wird, beschäftigt sich Abschnitt 9.3 mit einem fundamentalen physikalischen Effekt: In der Nähe metallischer Oberflächen bei Raumtemperatur¹⁰⁶ erfahren kalte Atomwolken Verluste durch Spinflips, welche auf Grund des Johnson-Rauschens aus Kapitel 6.2 induziert werden. Wie bereits in Abb. 6.3 gezeigt, sind diese Verluste mit Verfahren, welche auf einer Absorptionsabbildung der Atome beruhen, nur sehr begrenzt nachweisbar.

Der Nachweis von Johnson-Rauschen über einer nur 50nm dünnen Goldschicht bringt das hier dargestellte Verfahren an die Grenzen der Messbarkeit und beweist gleichzeitig die hohe Sensitivität des Verfahrens.

Als weitere Anwendungsmöglichkeit des gezeigten Verfahrens sei an dieser Stelle die Bestimmung der Oberflächenposition und -topographie genannt, welche beispielsweise in Abbildung 8.7 deutlich zu erkennen ist. Die Oberflächentopographie lässt sich an Hand der Hintergrundzählraten bestimmen, da diese proportional zur Atomzahl sind, wie bei Federsel et al. [4] beobachtet wurde. Die Vermessung der Chipoberfläche funktioniert dann analog zum Verfahren mit Hilfe der Absorptionsabbildung, welches in Anhang D dargestellt wird. Ein großer Vorteil besteht hierbei in der deutlichen Messzeitreduktion, da eine Trajektorie mit etwa 80 Messpunkten (abhängig vom Binning der Rohdaten des Ionensignals) in einer einzelnen Messung – statt in 80 Einzelmessungen – erfasst werden kann.

9.1 Tomographie und axiale Ionenbilder

Tomographie

Um aus den zweidimensionalen transversalen Ionenbildern ein dreidimensionales Bild aufzubauen, wurde ein transversales Bild mit demselben Messprotokoll wie in Abb. 8.7 an verschiedenen axialen Positionen aufgenommen. Dabei wurden sechs axiale Positionen im Abstand von

9.1 Tomographie und axiale Ionenbilder	101
9.2 Einfluss der Stromkonfiguration	108
9.3 Johnson-Rauschen	113

105: Gemeint ist die Aufnahme mehrerer transversaler Ionenbilder an unterschiedlichen axialen Positionen.

106: In diesem Experiment ist jedoch eher davon auszugehen, dass zumindest die Atomchipoberfläche durch die thermischen Verluste der Goldleiter mit geringem Leiterquerschnitt deutlich wärmer als die Raumtemperatur ist. Inwiefern sich dies auf die Nanochipoberfläche übertragen lässt, also wie gut die Wärmeleitung über den Epotek H77 Klebefleck (thermisch leitfähig) ist, ist nicht genau bekannt.

107: 0, 52, 97, 149, 201, 253 μm relativ zu T4, wobei die Positionen wieder den in Kapitel 3.4 erwähnten Simulationen entnommen sind.

108: Für eine Stromkonfiguration $I_Q = 0.9\text{A}$, $I_K = -5\text{A}$ und $I_{BEC} = -0.1\text{A}$, d.h. eine transversale Position $(x, y) = (-112\mu\text{m}, 432\mu\text{m})$, befanden sich die Ionisationslaser bei 50 μm (**Position 1**) und 200 μm (**Position 2**).

109: Axiale Position der Wolke bei 201 μm , Ionisationslaser an Position 2.

50 μm im Hinblick auf die axiale Ausdehnung der Atomwolke von ebenfalls etwa 50 μm ausgewählt¹⁰⁷. Alle transversalen Ionenbilder werden im Folgenden mit dem Ergebnis des Ausfüllalgorithmus aus Kapitel 8.3 dargestellt.

Die Tomographieserie wurde für zwei verschiedene axiale Ionisationslaserpositionen¹⁰⁸ durchgeführt, um den Einfluss der Ionisationslaser zu demonstrieren. Um eine quantitative Vergleichbarkeit gewährleisten zu können, wurden beide Tomographieserien um die Detektionseffizienz korrigiert. Dabei wird das gemessene Ionenbild $\Gamma_{ion}(z)$ an einer axialen Position z mit Kenntnis des axialen Verlaufs der Detektionseffizienz $\alpha_{det}(z)$ zu einem Bild der Auskoppelraten Γ_{aus} umgerechnet

$$\Gamma_{aus} = \frac{\Gamma_{ion}(z)}{\alpha_{det}(z)}, \quad (9.1)$$

welches einen quantitativen Vergleich der Auskoppelraten an unterschiedlichen axialen Positionen ermöglicht.

An Hand eines exemplarischen Bildes¹⁰⁹ werden in Abb. 9.1 zwei **Interessenbereiche** definiert, welche die weitere Diskussion vereinfachen sollen: ein helles Band (Bereich 1) und ein Oberflächenpartikel (Bereich 2). Die Namensgebung soll dabei im Folgenden erläutert werden.

Da der Fokus dieser Arbeit vor allem auf der Untersuchung von Oberflächeneffekten mit dem vorgestellten bildgebenden Verfahren der Ionenbilder liegt, ist an dieser Stelle zu erwähnen, dass gerade der besonders hervorstechende Bereich 1 nicht auf einen Oberflächeneffekt zurückzuführen sein kann: Wie in Kapitel 6 diskutiert, beschränken sich in dieser Arbeit betrachtete Oberflächeneffekte – abhängig von experimentellen Parametern – typischerweise auf Bereich bis zu 30 - 50 μm vor einer Oberfläche, was hier nicht der Fall ist.

Analyse der Tomographiedaten

In Abb. 9.2 sind nun die Tomographien für die beiden Ionisationslaserpositionen (obere und mittlere Reihe) zu sehen. Allgemein ergibt sich für jede der Serien ein durchgängiges Bild mit denselben Bereichen erhöhter Hintergrundzählraten wie bereits in Abb. 9.1. Zudem zeigen die beiden Serien ein zueinander konsistentes Bild. Unterschiede in den beiden Serien werden in der unteren Reihe in Abb. 9.2 hervorgehoben.

Um die Güte der quantitativen Vergleichbarkeit zu bestimmen, ist es nötig die Streuung der Auskoppelraten zu kennen. Dafür wurden zwei repräsentative Punkte in der transversalen Ebene ausgewählt. Diese sind in Abb. 9.3 oben markiert.

- ▶ Punkt 1: $(x, y) = (-5\mu\text{m}, 434\mu\text{m})$ wurde stellvertretend für Bereich 1 (helles Band) ausgewählt.
- ▶ Punkt 2: $(x, y) = (60\mu\text{m}, 260\mu\text{m})$ wurde stellvertretend für Bereich 2 (Oberflächenpartikel),

Die untere Grafik in Abb. 9.3 zeigt den axialen Verlauf der Zählraten vor der Umrechnung in Auskoppelraten durch Korrektur der

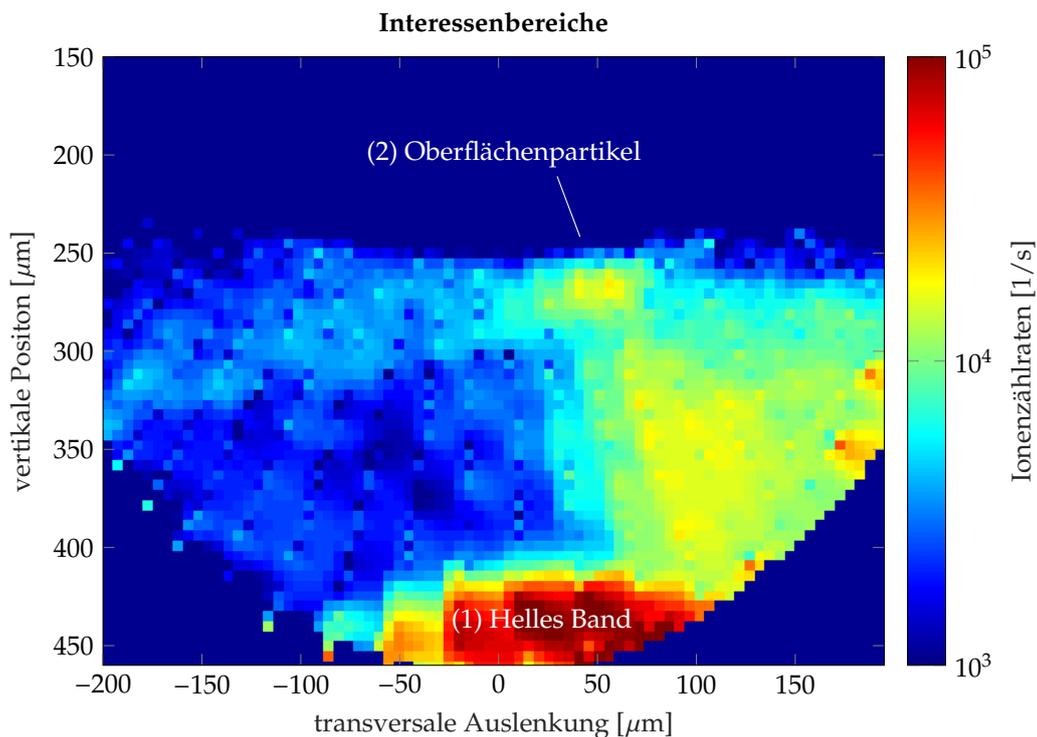


Abbildung 9.1: Visualisierung der Interessenbereiche für ein exemplarisches Ionenbild der Tomographieserien (axiale Position $201\mu\text{m}$, Ionisationslaserposition 2). Die Bezeichnungen der Interessenbereiche sind in den meisten Fällen gemäß der Erscheinung im Bild gewählt. Lediglich der Bereich Oberflächenpartikel (Bereich 2) wird deshalb so bezeichnet, weil sich bei der Vermessung der Oberfläche in Abb. D.2 gezeigt hat, dass sich in genau diesem Bereich eine topologische Struktur auf der Oberfläche befindet.

Detektionseffizienz. Es zeigt sich eine deutlich Korrelation zum axialen Verlauf der Detektionseffizienz¹¹⁰. An Hand dieser Daten kann nun eine mittlere Auskoppelrate sowie deren Streuung für die beiden gewählten Punkte ermittelt werden.

- ▶ Für Punkt 1 ergeben sich Auskoppelraten von $139.3 \pm 46\text{kHz}$ für Serie 1 und $126.4 \pm 37.1\text{kHz}$ für Serie 2.
- ▶ Für Punkt 2 betragen die gemessenen Auskoppelraten $14.9 \pm 4.9\text{kHz}$ für Serie 1 und $9.9 \pm 2.8\text{kHz}$ für Serie 2.

Die Streuung der Auskoppelraten liegt im Bereich von etwa 30%. Zudem zeigt sich, dass die gefundenen Bereiche 1 und 2 erhöhter Hintergrundzählraten unabhängig von der Ionisationslaserposition existieren¹¹¹, und dass quantitative Aussagen über die Auskoppelraten unter Berücksichtigung der Detektionseffizienz an beliebigen Ionisationslaserpositionen möglich sind, die ein hinreichendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis ermöglichen.

Obwohl das vorgestellte Tomographieverfahren hier lediglich zum quantitativen Vergleich von Zählraten in unterschiedlichen Bereichen der Ionenbilder eingesetzt wurde, bietet es die Möglichkeit eines dreidimensionalen Abtastens beispielsweise von Bereichen nahe einer Oberfläche, an welcher potentielle Quellen von Magnetfeldfluktuationen mit guter räumlicher Auflösung¹¹² lokalisiert werden können. Die Anzahl der Tomographiescheiben lässt sich dabei beliebig wählen.

110: Es ist die passende Theoriekurve aus den Messungen von Abb. 8.10 für einen Spulenstrom $I_{BEC} = -0.1\text{A}$ dargestellt.

111: also kein Artefakt der Ionisationslaser sind

112: Die räumliche Auflösung in der transversalen Ebene ist im Wesentlichen durch die radialen Abmessungen der Wolke gegeben und bewegt in in der Größenordnung von $3 - 5\mu\text{m}$.

Axiale Ionenbilder

Als Ergänzung zu den Tomographiemessungen können sogenannte **axiale Ionenbilder** aufgenommen werden. Dabei wird immer dieselbe Trajektorie in der transversalen Ebene an hinreichend vielen verschiedenen axialen Positionen abgefahren, sodass unter Berücksichtigung der axialen Ausdehnung der Wolke ein vollständiges Bild entsteht. Für die im Folgenden dargestellten Messungen wurde die Stromkonfiguration $I_Q = 0.9 \dots 0.5A$, $I_K = -5A$ und $I_{BEC} = -0.01A$ exemplarisch ausgewählt. Abbildung 9.4 zeigt für beide Tomographieserien sowohl die Lage der zugehörigen axialen Ebene (schwarz eingerahmte weiß transparente Ebene) als auch das in dieser Ebene entstandene axiale Bild¹¹³. Für das axiale Ionenbild wird dabei jede Bildspalte in einem einzelnen experimentellen Zyklus aufgenommen, jedoch aber über etwa 10 Zyklen gemittelt.

113: Es ist dabei zu beachten, dass der im axialen Ionenbild dargestellte axiale Bereich größer ist als der dargestellte Bereich der Tomographieserien.

Wie bereits aus den Schnittbildern mit den Tomographieserien ersichtlich ist, sticht vor allem Bereich 2 (Oberflächenpartikel) hervor (vgl. Abb. 9.1), welcher auch im axialen Bild deutlich zu erkennen ist. Bereich 2 könnte im Hinblick auf die Ergebnisse der Messungen in Anhang D auf ein Partikel an der Oberfläche zurückzuführen sein¹¹⁴. Auch für das axiale Bild wurden die gemessenen Zählraten in Auskopplerraten gemäß Gleichung 9.1 umgerechnet. Es ist somit sichergestellt, dass die äußeren Bereiche des Bildes quantitativ mit den inneren vergleichbar sind. Die Anwendung von Gleichung 9.1 funktioniert jedoch nur für ein hinreichend gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Für kleine Detektionseffizienzen wird lediglich das Rauschen des Detektors durch die Dunkelzählrate dargestellt und fälschlicherweise mit der Detektionseffizienz skaliert.

114: Daher auch die Bezeichnung des Bereichs.

Ein weiterer sehr auffälliger Bereich ist die Zacke in der Oberfläche, welche in den axialen Bildern gekennzeichnet wurde. Sie ist bei genauerem Hinsehen auch in den Einzelbildern der Tomographien zu erkennen. Dies deutet auf eine Anomalie in der Oberflächentopographie des Nanochips hin, welche durch Staub oder Reste der Nanobalken entstanden sein könnte. Auf den Aufnahmen des Chipzusammenbaus vor Einbau in die Vakuumkammer kann eine entsprechende Struktur nicht festgestellt werden.

Tomographien transversaler Ionenbilder – insbesondere in Ergänzung mit axialen Ionenbildern – bieten als erweitertes Verfahren zur Untersuchung lokalisierter Magnetfeldfluktuationen die Möglichkeit, diese dreidimensional darzustellen. Sie ergänzen nicht nur die Darstellung transversaler Ionenbilder, was einem besseren räumlichen Verständnis der Signale dient, sondern bieten auch die Möglichkeit lokalisierte Magnetfeldfluktuationen in allen drei Raumrichtungen quantitativ zu charakterisieren. Dies ist auf Grund der Erkenntnisse von Kapitel 8.4 und Gleichung 9.1 – innerhalb gewisser Grenzen – sogar ohne eine Nachjustage der Ionisationslaserposition möglich.

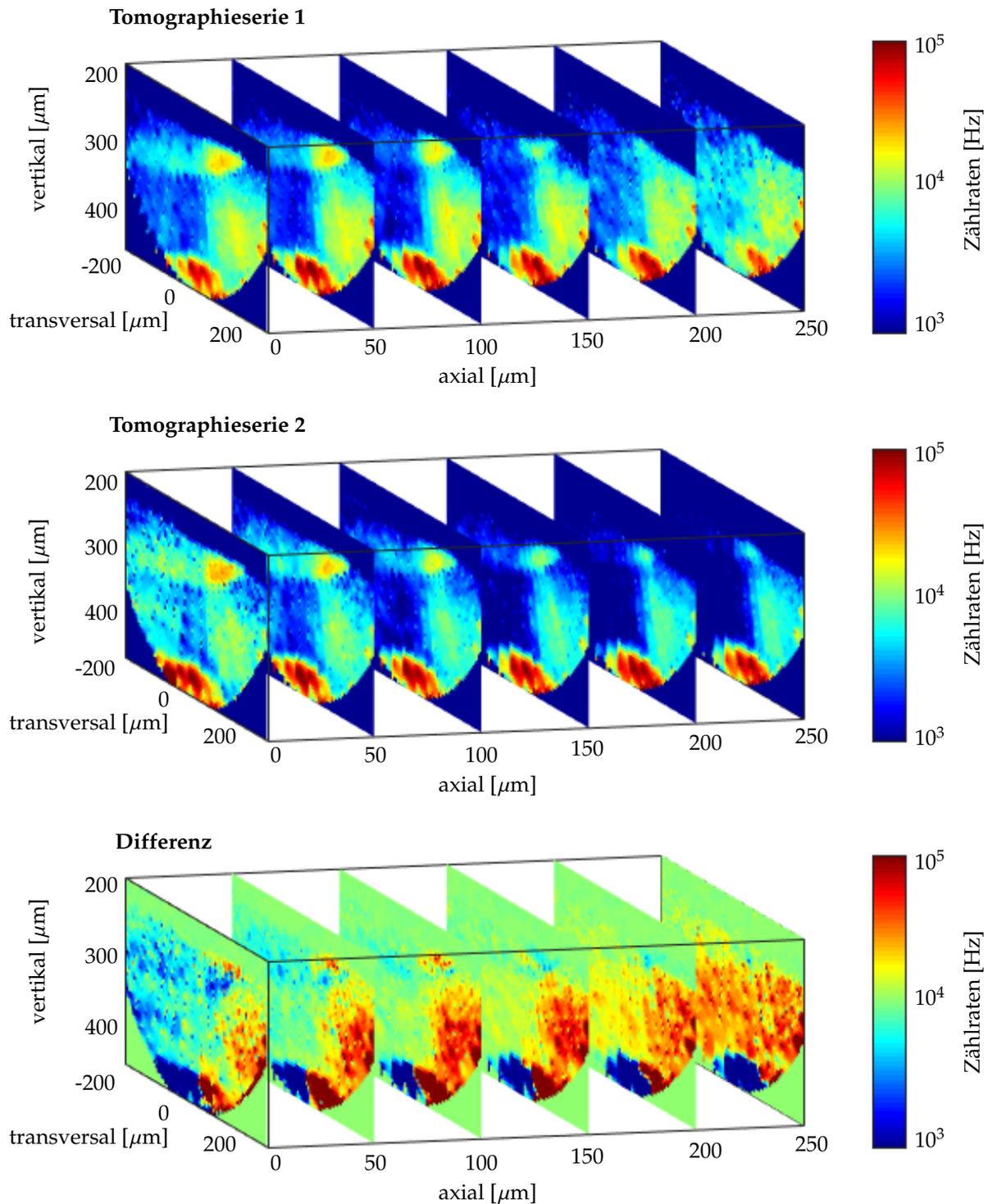


Abbildung 9.2: Tomographieserien für Ionisationslaserpositionen 1 (oben) und 2 (Mitte), sowie die Differenz der beiden Serien (unten). Für die Tomographieserien wurden logarithmische Farbskalen verwendet, für die Differenz der beiden Serien hingegen eine lineare Farbskala. Die Tomographieserien bestehen jeweils aus transversalen Ionenbildern an den axialen Positionen 0, 52, 97, 149, 201 und 253 μm . Alle Bilder wurden mit demselben Messprotokoll aufgenommen und zeigen die um die Detektionseffizienz an der axialen Position korrigierte Auskoppelrate gemäß Gleichung 9.1.

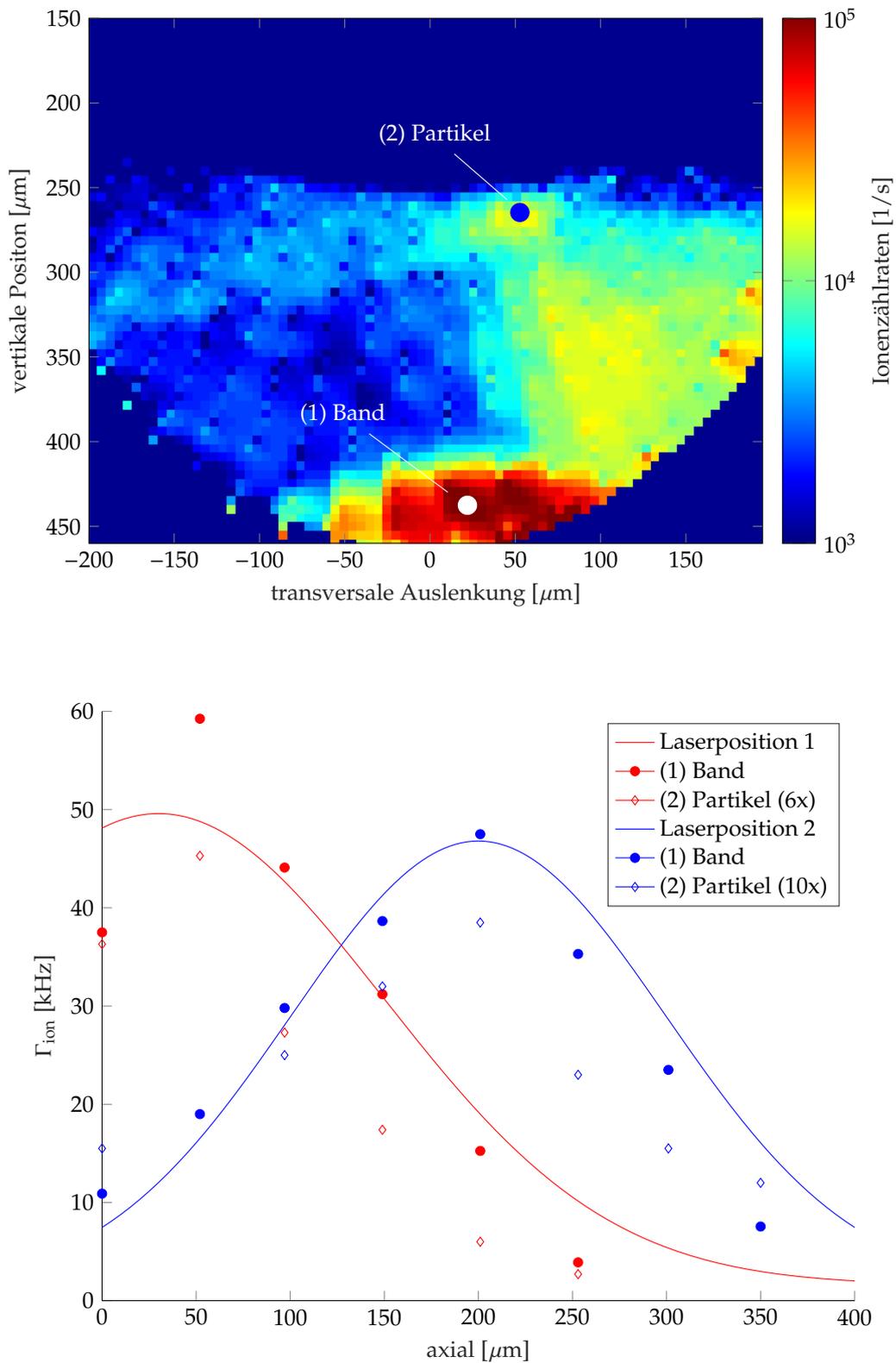


Abbildung 9.3: Axialer Verlauf der Zählraten in den Tomographieserien 1 und 2 für zwei exemplarische Punkte in der transversalen Ebene (oben). Unten sind die axialen Verläufe der gemessenen Zählraten (vor Umrechnung in ortsunabhängige Auskoppelraten) für Punkt (1) und (2) mit den beiden Laserpositionen sowie die zugehörigen Detektionseffizienzverläufe in willkürlichen Einheiten dargestellt. Die Zählraten von Punkt (2) wurden um einen Faktor 6 bzw. 10 vervielfacht, um den Verlauf der Kurve im Diagramm besser nachvollziehen zu können.

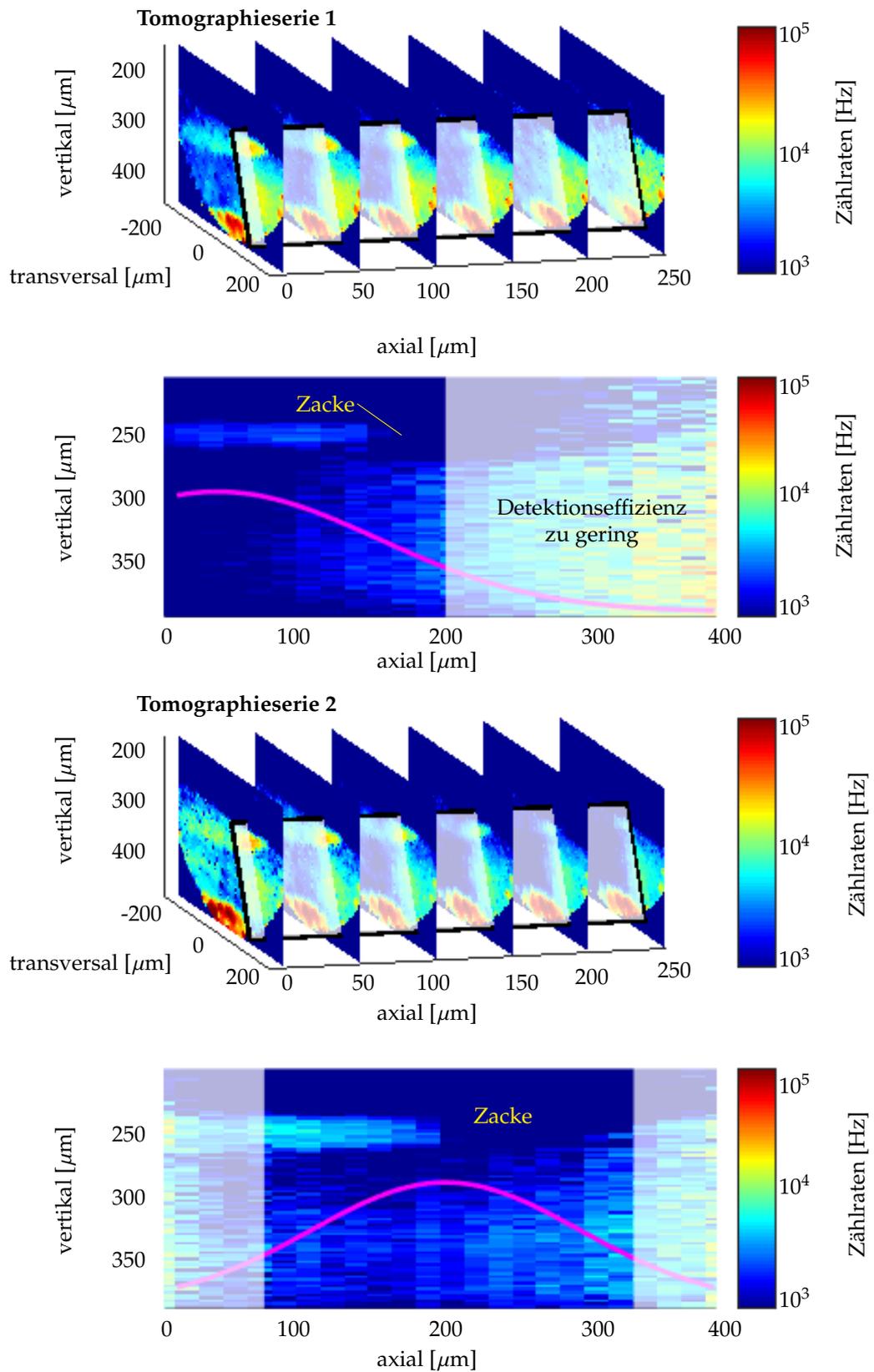


Abbildung 9.4: Axiale Ionenbilder in vergleichender Lage zu den Tomographieserien 1 und 2. Die magenta Kurve stellt den axialen Verlauf der Detektionseffizienz in willkürlichen Einheiten dar. Die y-Achse der axialen Bilder stellt eine Projektion auf die vertikale Richtung der abgefahrenen Trajektorie dar.

9.2 Einfluss der Stromkonfiguration

Um die Abhängigkeit der Ionenbilder von einer gewählten Stromkonfiguration zu untersuchen, wurde in Anlehnung an Abb. 8.7 eine analoge Messung mit einem Kompressionsstrom $I_K = -4A$ durchgeführt. Dabei wurde der Strom im Quadrupolleiter im Bereich $I_Q = 0.72...0.4A$ verfahren, sodass die Messungen mit denselben Stromverhältnissen in Kompressions- und Quadrupolleiter wie bei Abb. 8.7 durchgeführt wurden. Für die BEC-Spulenströme wurden in beiden Messungen dieselben Werte verwendet. Beide Bilder wurden an derselben axialen Position $219\mu m$ hinter T4 mit derselben Justage der Ionisationslaser aufgenommen. Abb. 9.5 stellt die beiden entstandenen Ionenbilder gegenüber.

115: Es werden selbstverständlich durch die jeweilige Stromkonfiguration bedingt leicht veränderte Trajektorien abgefahren. Setzt man diese jedoch gemäß dem in Kapitel 8.3 dargestellten Verfahren zu einem vollständigen Bild zusammen, so unterscheidet sich der insgesamt darstellbare Bereich kaum. Die Abgrenzungen des dargestellten Bereichs in Abb. 9.5 sind für beide Stromkonfigurationen identisch gewählt, um eine bessere Vergleichbarkeit der beiden Abbildungen zu gewährleisten.

Obwohl der in beiden Bildern dargestellte Bereich identisch ist¹¹⁵, zeigt sich ein qualitativ sehr unterschiedliches Bild der Hintergrundzählraten. Von den in Abb. 9.1 definierten Interessenbereichen ist das helle Band in beiden Ionenbildern deutlich zu sehen. Allerdings hat sich die Position des hellen Bandes eindeutig verschoben.

Ein wesentlicher Unterschied, welcher sich aus den unterschiedlichen Stromkonfigurationen ergibt, ist die Änderung der Fallenfrequenz an einer bestimmten Position. Die Fallenfrequenzen an allen Fallenpositionen der Ionenbilder sind in Abb. 9.6 für die beiden Stromkonfigurationen dargestellt. Die Werte entstammen der vollständigen Fallensimulation gemäß den Erkenntnissen aus Kapitel 7 mit parabelförmigem Fit an das lokale Minimum des Fallenpotentials in vertikaler Richtung.

116: mit einer Streuung von weniger als 5%

Für beide Stromkonfigurationen verläuft das helle Band in einem Bereich ähnlicher Fallenfrequenzen¹¹⁶. Allerdings sind die Frequenzen nicht identisch: Für $I_K = -5A$ verläuft das Band entlang der Linie mit Fallenfrequenzen von $2\pi \cdot 75Hz$, für $I_K = -4A$ bei $2\pi \cdot 90Hz$. Keine dieser Frequenzen entspricht einer bekannten Störfrequenz im Labor (wie z.B. 50Hz und alle Harmonischen).

Auf der Suche nach möglichen Erklärungen für das helle Band ist zunächst festzuhalten, dass es sich um einen stark lokalisierten und von der Stromkonfiguration abhängigen Effekt handelt. Hätte die Fallenfrequenz im hellen Band einer bekannten Störfrequenz beispielsweise der Fallenstromquellen entsprochen, so wäre dies eine geeignete Erklärung gewesen, da in diesem Fall ein Heizeffekt zu Verlusten aus der Falle geführt hätte¹¹⁷.

117: Die verlorenen Atome wären immer noch im $|F = 2, m_F = 2\rangle$, aber auch dieser Zustand ist prinzipiell durch die Einzelatomdetektion nachweisbar – sofern der Zweiphotonenübergang auf die Detektion des $F = 2$ Zustands justiert wurde.

Als weitere mögliche Erklärungen bleiben noch unbekannt Radiofrequenzquellen im Labor oder weitere Eigenschaften der Fallen an den Positionen des hellen Bandes.

Denkbar wäre ein Einfangen von Radiofrequenzsignalen an den Aufhängepunkten der Nanobalken oder Rauschen im Bereich der Übergangsfrequenzen auf den stromführenden Leitern wie dem Quadrupolleiter oder dem Kompressionsdraht. Eine Lokalisierung auf Grund von Feldmaxima ist für elektromagnetische Wechselfelder mit einer Frequenz von 1MHz und einer Wellenlänge $\lambda_{RF} = 300m$ aber nicht möglich. Ein schmalbandiges Radiofrequenzsignal könnte in der Tat Atome in einem schmalen räumlichen Bereich auskoppeln, in welchem die Übergangsfrequenz durch das Offsetfeld in Resonanz gestimmt

ist (s. Kapitel 5.1). Hierdurch lässt sich jedoch weder die Krümmung des hellen Bandes erklären¹¹⁸ noch die Stromabhängigkeit. Zudem ist der Kompressionsdraht mit einem Abstand von über 2mm recht weit entfernt. Rauschen auf dem Quadrupolleiter führt zu abstandsabhängigen Verlusten, welche mit $1/y$ von der Atomchipoberfläche abfallen¹¹⁹ [34]. Auch dies erklärt keine Lokalisierung.

Da es also unwahrscheinlich ist, dass eine potentielle Radiofrequenzquelle für die variable Lokalisierung des hellen Bandes verantwortlich ist, könnte eine Eigenschaft der Falle an den jeweiligen Positionen als geeignetere Erklärung dienen. Tatsächlich konnte für beide Bilder in Abb. 9.5 eine Gemeinsamkeit der Fallencharakteristik für die Stromkonfigurationen an der Position des hellen Bandes nachgewiesen werden.

Da die Atomwolken in diesem Experiment stets im $|F = 2, m_F = 2\rangle$ Zustand präpariert werden, sind die Positionen, welche sich aus einer gegebenen Stromkonfiguration ergeben, ebenfalls auf den $m_F = 2$ Zustand bezogen. Obwohl die Atome, wie in Kapitel 8.2 nachgewiesen, im $m_F = 0$ Zustand ionisiert werden, also folglich zwei Radiofrequenzübergänge vollzogen und sich zuletzt im $m_F = 1$ Zustand befunden haben müssen, ist stets ein Großteil der Atome zu einem gegebenen Zeitpunkt während der Trajektorie im $m_F = 2$ Zustand, was dessen Positionsangabe zu einer sinnvollen Größe macht¹²⁰. Außerdem stimmt die sowohl für $I_K = -5A$ als auch für $I_K = -4A$ gemessene Oberflächenposition mit der in Abbildung D.2 unabhängig davon gemessenen Position sehr gut überein. Für eine Darstellung des Ionenbildes im $m_F = 1$ Zustand läge die Oberfläche hingegen bei $260\mu m$.

Im unteren Bereich der Ionenbilder in Abb. 9.5 bildet sich für den $m_F = 1$ Zustand auf Grund der Gravitation noch keine Falle. Wird die Fallenposition nun durch Veränderung des Quadrupolstroms I_Q nach oben verschoben, so ergibt sich bei gegebenem I_K und I_{BEC} ein maximaler Quadrupolstrom $I_{Q,max}$ ¹²¹, ab welchem sich für den $m_F = 1$ Zustand eine Falle zu bilden beginnt. Die weißen Rauten in beiden Bildern von in Abb. 9.5 kennzeichnen die zu $I_{Q,max}$ gehörigen Positionen für den $m_F = 2$ Zustand.

Sowohl die Lage als auch die Krümmung der Kurve, welche sich durch Verbinden der Rauten ergibt, stimmen für beide Kompressionsströme sehr gut mit dem hellen Band überein.

Nimmt man die Existenz einer Radiofrequenzquelle an, welche die magnetischen Unterzustände koppelt, so gehen im Bereich unterhalb der weißen Rauten bereits die $m_F = 1$ Atome aus der Falle verloren¹²². Es ist also zu erwarten, dass im Bereich unterhalb der weißen Rauten in Abb. 9.5 insgesamt höhere Hintergrundzählraten gemessen werden. Für $I_K = -5A$ ist der gemessene Bereich ungeeignet, um dies zu beurteilen, denn es sind nur sehr wenige Datenpunkte unterhalb des hellen Bandes aufgenommen worden. Für $I_K = -4A$ scheint dies tatsächlich der Fall zu sein.

Leider reicht die Datenlage nicht für eine Bestätigung des gefundenen Zusammenhangs und dessen wissenschaftlicher Erklärung aus. Es ist nicht offensichtlich, warum das Bilden einer Falle für den $m_F = 1$ Zustand zu einem plötzlichen Anstieg der Hintergrundzählraten führen sollte. Es müssen noch mehr verschiedene Kompressionsströme gete-

118: Das Offsetfeld ist lediglich linear abhängig von y .

119: Diese abstandsabhängigen Verluste sind in den Ionenbildern aus zwei Gründen nicht zu sehen: die Atomchipoberfläche ist erstens zu weit entfernt, und zweitens würden andere Bereiche erhöhter Hintergrundzählraten (vgl. Abb. 9.1) dies ohnehin überdecken.

120: Ein Atom, welches den ersten Übergang der Radiofrequenzkaskade durchlaufen hat, sieht ein anderes Fallenpotential und beginnt auf Grund der Unterschiede in den Gravitationsversätzen zu schwingen.

121: An dieser Stelle zur Erinnerung: Für jede abgefahrene Trajektorie wird der Quadrupolstrom verringert, um die Falle und somit die Atomwolke nach oben zu bewegen.

122: Selbstverständlich können diese prinzipiell auch ionisiert werden. Die Simulationen zur Fallzeit der Atome zu den Ionisationslasern in unterschiedlichen magnetischen Unterzuständen aus Kapitel 8.2 suggerieren zwar eher einen Nachweis von $m_F = 0$ Atomen. Dennoch ist es denkbar, dass ein Teil der nachgewiesenen Atome sich im $m_F = 1$ Zustand befand.

123: Selbstverständlich muss der Start der Trajektorie dabei unterhalb der Oberfläche beginnen.

stet werden, um die Abhängigkeit von der Stromkonfiguration besser nachvollziehen und verifizieren zu können. Ebenso aufschlussreich könnte die Messung eines transversalen Ionenbildes durch Veränderung des Kompressionsstromes bei festem Quadrupolstrom sein. Außerdem könnte ein umgekehrtes Abfahren der Wolken trajektorien¹²³ neue Erkenntnisse bringen.

Obwohl der Ursprung des hellen Bandes an Hand der hier vorgestellten Daten nicht vollständig aufgeklärt werden konnte, zeigt sich das Potential des dargestellten Verfahrens zur Analyse der technisch bedingten Hintergrundzählraten. Wie in Kapitel 5.3 eindrücklich demonstriert wurde, spielen Hintergrundzählraten eine wesentliche Rolle bei der real im Experiment erreichbaren Sensitivität des hier vorgestellten Verfahrens. Ein räumliches Verständnis von Hintergrundzählraten bietet völlig neue Möglichkeiten, diese zu untersuchen und gegebenenfalls zu unterbinden.

Von besonderem Interesse ist außerdem der Bereich der Oberfläche, an dem der Aufhängepunkt von Balken 1 zu erwarten ist. Dieser befindet sich im Bereich der transversalen Auslenkung von etwa $100\mu\text{m}$ und ist in Abb. 9.5 weiß markiert. Während dieser Bereich im Ionenbild mit $I_K = -5\text{A}$ (oben) stark von einem Bereich erhöhter Hintergrundzählraten überlagert zu sein scheint, ist für $I_K = -4\text{A}$ (unten) ein lokalisiertes Signal an der Oberfläche in diesem Bereich zu sehen¹²⁴. Dass es sich hierbei tatsächlich um einen Nachweis von Johnson-Rauschen des Aufhängepunkts des Nanobalkens handelt, soll im folgenden Kapitel 9.3 erörtert werden.

124: Man könnte meinen, auch für $I_K = -5\text{A}$ einen entsprechenden Bereich ausmachen zu können, aber das erscheint an Hand der Datenlage eher spekulativ.

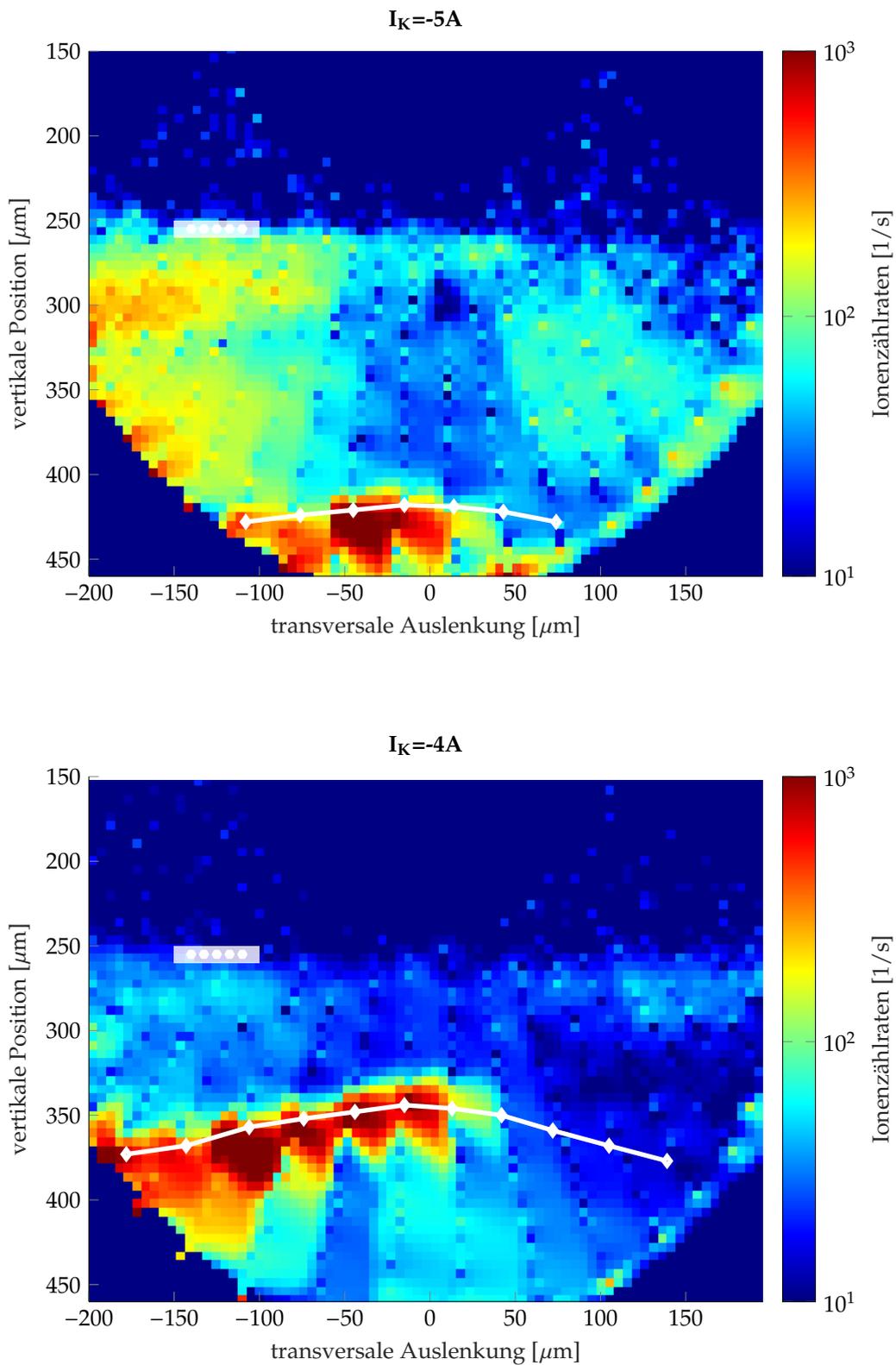


Abbildung 9.5: Ionenbilder an derselben axialen Position (Abstand $212\mu m$ nach T4) mit unterschiedlichen Kompressionsströmen $I_K = -5A$ (oben) und $I_K = -4A$ (unten). Die gezeigten Ionenzählraten sind Hintergrundzählraten, welche technisch oder anderweitig physikalisch bedingt sein können (z.B. durch fundamentale Effekte wie Johnson-Rauschen). Die weißen Linien jeweils entlang des hellen Bandes werden im Text erklärt. Der weiß markierte Bereich an der Oberfläche stellt den erwarteten Bereich des Aufhängepunkts von Balken 1 dar.

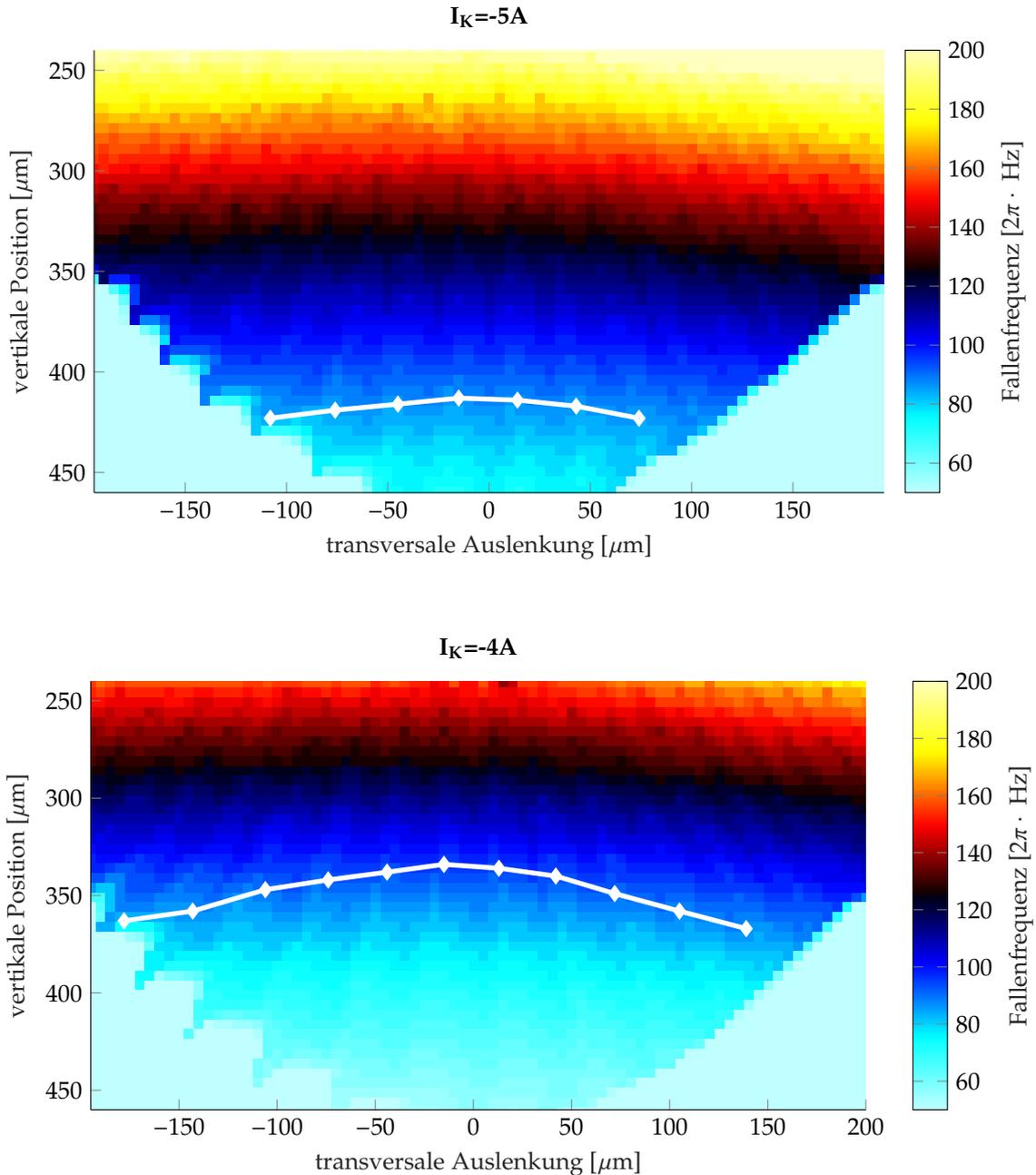


Abbildung 9.6: Fallenfrequenzen des $m_F = 2$ Zustands an bestimmten Positionen in der transversalen Ebene für $I_K = -5A$ (oben) und $I_K = -4A$ (unten). Die Farbskala ist auf beiden Bildern identisch gewählt. Wie in Abb. 9.5 gut zu erkennen ist, liegt die Nanochipoberfläche bei einer vertikalen Position von etwa $250\mu\text{m}$. Entsprechend liegen die Fallenfrequenzen im für die Atome zugänglichen Bereich dieser Bilder für $I_K = -5A$ zwischen $2\pi \cdot 70\text{Hz}$ bis $2\pi \cdot 180\text{Hz}$ und für $I_K = -4A$ zwischen $2\pi \cdot 50\text{Hz}$ bis $2\pi \cdot 150\text{Hz}$.

9.3 Johnson-Rauschen

Wie bereits in Kapitel 6.2 dargestellt, können Spinflips durch Johnson-Rauschen in der nur 50nm dünnen Goldschicht der Balkenaufhängepunkte mit der bei Lin et al. [8] demonstrierten Methode auf Basis einer Absorptionsabbildung nur schwer nachgewiesen werden¹²⁵: Um die gemessenen Verlustraten vom Rauschen der Absorptionsabbildung unterscheiden zu können, sind lange Haltedauern von mehr als 10s nötig, welche technisch auf Grund der starken Erhitzung der Atomchipeiter nur mit langen Wartezeiten realisierbar sind¹²⁶.

Wie in den vorherigen Abschnitten ausführlich erläutert, zeigen die Ionenbilder auch Bereiche erhöhter Hintergrundzählraten. Deshalb soll nun zunächst eine Simulation auf der Basis der Einteilchenspinfliprate von Lin et al. [8] aus Kapitel 6.2 durchgeführt werden, um das auf Grund des Johnson-Rauschens zu erwartende Signal im Ionenbild abzuschätzen. Da für den Nachweis von Verlusten durch Spinflips auf Grund von Johnson-Rauschen das bereits bekannte Ionenbild für $I_K = -4A$ aus Abb. 9.5 verwendet werden soll, wird das entsprechende Messprotokoll auch für die Simulation des Johnson-Rauschens angewendet.

Eine ultrakalte thermische Atomwolke mit N Atomen und einer Temperatur T_W wird entlang einer bestimmten Trajektorie in die Nanochipoberfläche hineingefahren. In der Nähe der Oberfläche verringert sich die Atomzahl der Wolke auf Grund eines Abfallens des Fallerrandes durch das Casimir-Polder-Potential, welches dann nicht mehr vernachlässigbar ist. Entsprechende Verluste können jedoch durch die Einzelatomdetektion eher nicht nachgewiesen werden, da dieser Prozess keinen Übergang in einen nicht gefangenen Zustand mit sich bringt. Handelt es sich jedoch zudem um eine metallische Oberfläche, entstehen Verluste durch die vom Johnson-Rauschen erzeugten Spinflips.

Zur Beschreibung dieses Prozesses wird das von Lin et al. [8] übernommene eindimensionale Modell für die Einteilchenspinfliprate in der Nähe einer metallischen Oberfläche (vgl. Gleichung 6.15)¹²⁷

$$\Gamma_1 = C_{Fm}^2 C_0 \left[d \cdot \left(1 + \frac{d}{d_M} \right) \left(1 + \frac{2d}{w} \right) \right]^{-1}, \quad (9.2)$$

auf zwei Dimensionen erweitert, indem nicht nur der vertikale Abstand zur Oberfläche betrachtet wird, sondern der zweidimensionale Abstand $d = d(x, y) = \sqrt{x^2 + y^2}$ in der transversalen Ebene zu einer Struktur mit endlicher Ausdehnung. Die Ausdehnung der Struktur wird dabei über eine Ansammlung von $2k + 1$ Punkten im Abstand $\frac{w}{2k}$ modelliert, wobei $w = 50\mu\text{m}$ wiederum die Breite der Goldschicht bezeichnet. Dies wird in Abbildung 9.7 verdeutlicht. Γ_1 setzt sich dann aus den $2k + 1$ Anteilen jeder kleineren Goldfläche der Breite $w_k = \frac{w}{2k}$ zusammen

$$\Gamma_1 = \sum_{-k}^k \Gamma_1(w_k). \quad (9.3)$$

Diese Aufteilung ist vor allem dann nötig, wenn $d \sim w$, was gerade für

125: selbst bei Einteilchenverlustraten von 0.01Hz wie im Experiment dieser Arbeit

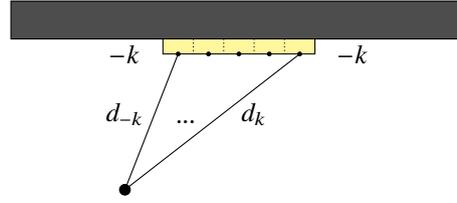
126: Für Einteilchenverlustraten von 0.4Hz wie im Experiment von Lin et al. ist ein Nachweis dann höchstwahrscheinlich nur mit sehr langer Mittelung möglich.

127: Weitere Erklärungen zu den Größen sind in Kapitel 6.2 ausführlich beschrieben.

Abbildung 9.7: Skizze zur Berechnung der Verlustraten über metallischen Oberflächen auf Grund des Johnson-Rauschens für $2k + 1$ Teilabschnitte.

128: Da die Pixelgröße der dargestellten Bilder mit $5\mu\text{m}$ gewählt wurde, reicht eine Aufteilung in 10 Teile ($k = 5$) der Breite $w_k = 5\mu\text{m}$.

129: Die axiale Position wird dabei als konstant betrachtet: $z = z_0$.



den im Hinblick auf Johnson-Rauschen relevanten Bereich zutrifft¹²⁸. Damit lässt sich die zu erwartende Gesamtverlustrate für die oben beschriebene Atomwolke an der Position (x_W, y_W) in der transversalen Ebene¹²⁹ berechnen

$$\Gamma_{tot}(x_W, y_W) = \int_{dV} dV \Gamma_1(d(x, y)) \times \dots \quad (9.4)$$

$$\dots \times n(x - x_W, y - y_W, z - z_0) \quad (9.5)$$

mit Hilfe der Atomzahldichte der Atomwolke

$$n(x, y, z) = N_y \omega_x \omega_y \omega_z \sqrt{\left(\frac{mRb}{2\pi k_B T_W}\right)^3} \times \dots \quad (9.6)$$

$$\dots \times \exp\left(-\frac{mRb}{2k_B T_W} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)\right), \quad (9.7)$$

wobei $N_y = N_y(y)$ die in einem Abstand y von der Oberfläche gegebenenfalls bereits durch das Casimir-Polder-Potential verringerte Atomzahl gemäß Gleichung 6.12 bezeichnet.

Für die axiale Fallenfrequenz in diesem Experiment gilt stets $\omega_z = 2\pi \cdot 16\text{Hz}$. Die radialen Fallenfrequenzen können in guter Näherung als identisch betrachtet werden $\omega_x = \omega_y$ ¹³⁰. Sie werden für jede in der Simulation betrachtete Position gemäß der Fallensimulation aus Kapitel 3.3 mit der Erweiterung aus Kapitel 7 ermittelt

$$\omega_x = \omega_y = \omega_{x,y}(x, y). \quad (9.8)$$

In Anlehnung an die Überlegungen aus Kapitel 5.3 wurden hierbei die Fallenfrequenzen des $m_F = 1$ Zustandes betrachtet. Würde man stattdessen den $m_F = 2$ Zustand betrachten, ergäben sich lediglich leicht veränderte quantitative Werte, die aber stets in derselben Größenordnung liegen. Es wurde mit einer Anfangsatomzahl (in größerem Abstand zu Oberfläche) $N_0 = 200 \cdot 10^3$ und einer Temperatur $T_W = 100\text{nK}$ gerechnet.

Abbildung 9.8 zeigt das Ergebnis der Simulation. Die Referenzposition der Goldstruktur in der transversalen (x-y-) Ebene ist dabei frei wählbar und wurde so gewählt, dass die Simulationsdaten bestmöglich mit den Messdaten zusammenpassen. Die so vorhergesagte Lage der Goldstruktur am Aufhängepunkt von Balken 1 befindet sich bei einer transversalen Auslenkung von $x = -130\mu\text{m}$. Hierbei ist zu beachten, dass in Abb. 2.9 ein transversaler Abstand von Balken 1 zum Quadrupolleiter von etwa $100\mu\text{m}$ abgeschätzt wurde. Wie man jedoch sehr deutlich in Abbildung 9.9 erkennen kann, ist der Aufhängepunkt nicht symmetrisch zum Nanobalken angeordnet. Die relative Lage der Mitte des Aufhängepunktes bezogen auf den Quadrupolleiter passt somit

130: Die Fallensimulationen mit den getroffenen Annahmen ergeben aus Symmetriegründen exakt dieselben Fallenfrequenzen.

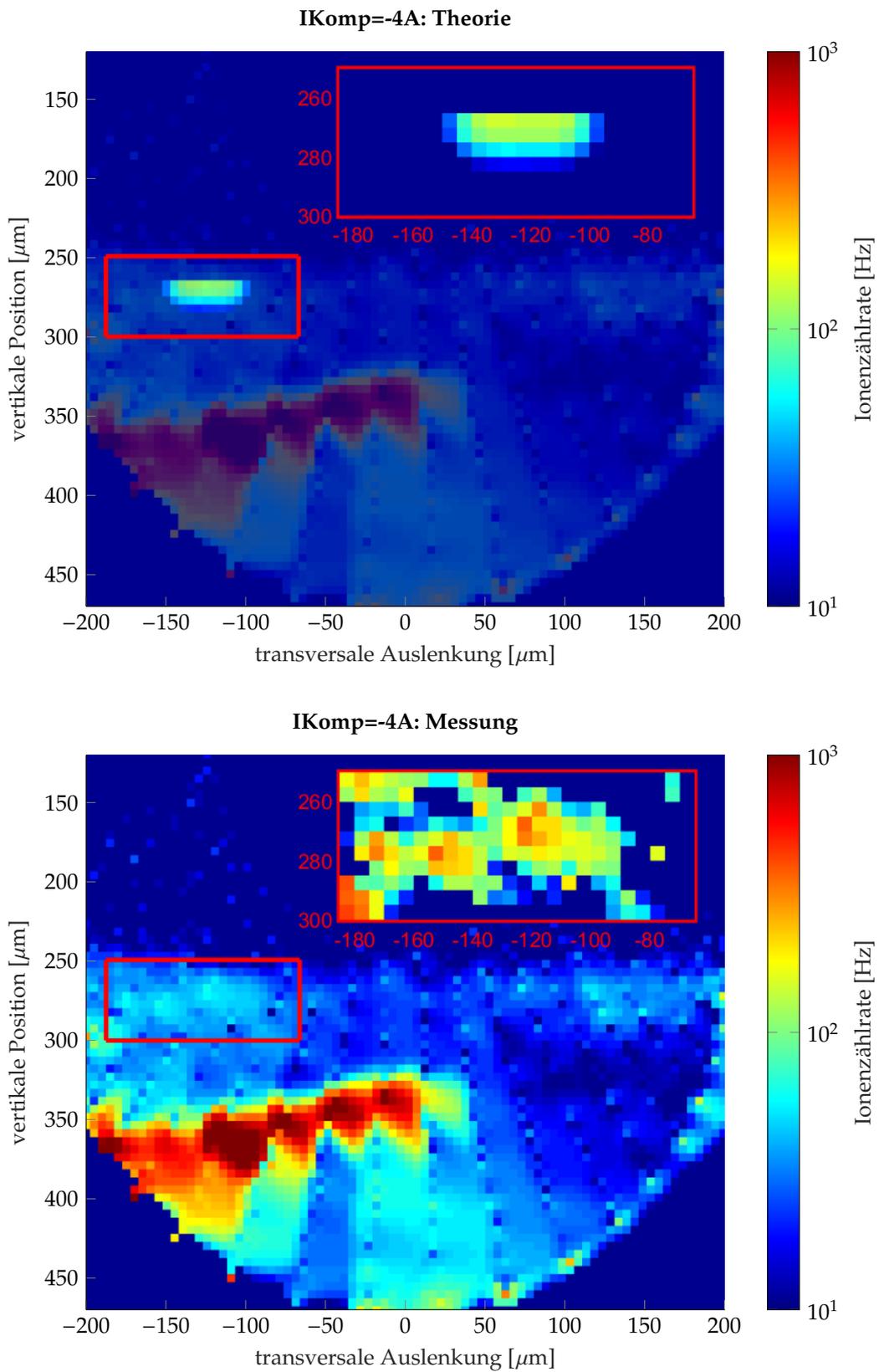
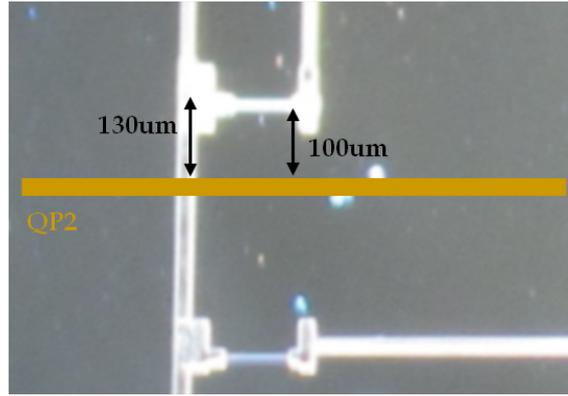


Abbildung 9.8: Vergleich der Messung und der Simulation des Johnson-Rauschens an Hand des Ionenbildes für $I_K = -4A$. Dargestellt sind das Ionenbild für $I_K = -4A$, sowie eine Detailaufnahme des rot markierten Bereiches im rechten oberen Teil der Abbildung. Oben ist dem Ionenbild das errechnete Simulationsbild überlagert. Das Detailbild unten ist um die entsprechende Detektionseffizienz von 7% korrigiert.

Abbildung 9.9: Relative Position des Aufhängepunktes von Balken 1 in Bezug auf den Quadrupolleiter QP2. Während der Nanobalken etwa $100\mu\text{m}$ von der Mittelachse des QP2 entfernt ist, ist die Mitte des Aufhängepunktes dazu versetzt und etwa $130\mu\text{m}$ versetzt, was gut zu den Simulationsergebnissen aus Abb. 9.8 passt.



sehr gut zu der gewählten Referenzposition der Simulation. Auch die vertikale Position der Goldschicht konnte gewählt werden. Eine bestmögliche Übereinstimmung mit den Daten ergab sich für eine vertikale Position der Goldschicht von $255\mu\text{m}$, was ebenfalls recht nahe an der anderweitig bestimmten Position der Oberfläche von ungefähr $245\mu\text{m}$ liegt.

Wie bereits zu Anfang in diesem Kapitel erwähnt, zeigen die gemessenen Ionenbilder stets einen Hintergrund, welcher proportional zur Anzahl in der Falle verbleibender Atome ist [4]. Dieser Hintergrund kann zur Bestimmung der Oberflächenposition analog wie in Anhang D verwendet werden. An dieser Stelle – zum Nachweis der Verluste über sehr dünnen metallischen Oberflächen – ist dieser Hintergrund jedoch irreführend, da er im eben hergeleiteten Modell (vgl. Gleichung 9.4 bzw. 9.5) nicht berücksichtigt wird. Aus diesem Grund wurde der Hintergrund in den Detailaufnahmen in Abb. 9.8 entfernt.

Die Bestimmung des Hintergrundes ist in Abb. 9.10 dargestellt. Es wurde gemäß Anhang D und der Dissertation von Michael Gierling [57] eine Gleichung der Form

$$N_h(d_{nano}) = N_{h,0} \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{m_{Rb} \omega_r^2}{2k_B T} d_{nano} \right) \right) \quad (9.9)$$

an die Daten angepasst. Da die radiale Fallenfrequenz ω_r hierbei aus den Fallensimulationen bekannt ist und die Wolkentemperatur T aus Referenzmessungen mit der Absorptionsabbildung, ist vor allem die Hintergrundzählrate in größerem Abstand von der Nanochipoberfläche $N_{h,0} = 25\text{Hz}$ zu bestimmen. Außerdem wurde für die Detailaufnahmen in Abb. 9.8 und für die Bestimmung des Hintergrundes in Abb. 9.10 die Dunkelzählrate des Detektors von 5Hz abgezogen.

Für die Detailaufnahmen in Abb. 9.8 wurde nun der Hintergrund gemäß Gleichung 9.9 für jede Bildspalte des Ionenbildes von den gemessenen Ionensignalen abgezogen. Zudem wurden die Detailaufnahmen um die Detektionseffizienz¹³¹ korrigiert und somit in eine Auskoppelrate gemäß Gleichung 9.1 umgewandelt, was einen quantitativen Vergleich zwischen den simulierten und gemessenen Daten ermöglicht.

Unter Berücksichtigung all dieser Korrekturen fällt der quantitative Vergleich der Messdaten im Ionenbild in Abb. 9.8 mit dem erwarteten Signal der Verluste, die sich auf Grund des Johnson-Rauschens über metallischen Dünnschichtoberflächen ergeben, sehr überzeugend aus.

131: Die Detektionseffizienz an der entsprechenden Stelle wurde nicht explizit bestimmt, müsste aber gemäß Abb. 8.10 bei ungefähr 7% liegen. Leider befindet sich die axiale (z-) Position des Aufhängepunktes bereits im (unteren) Flankenbereich der Ionenlochcharakteristik.

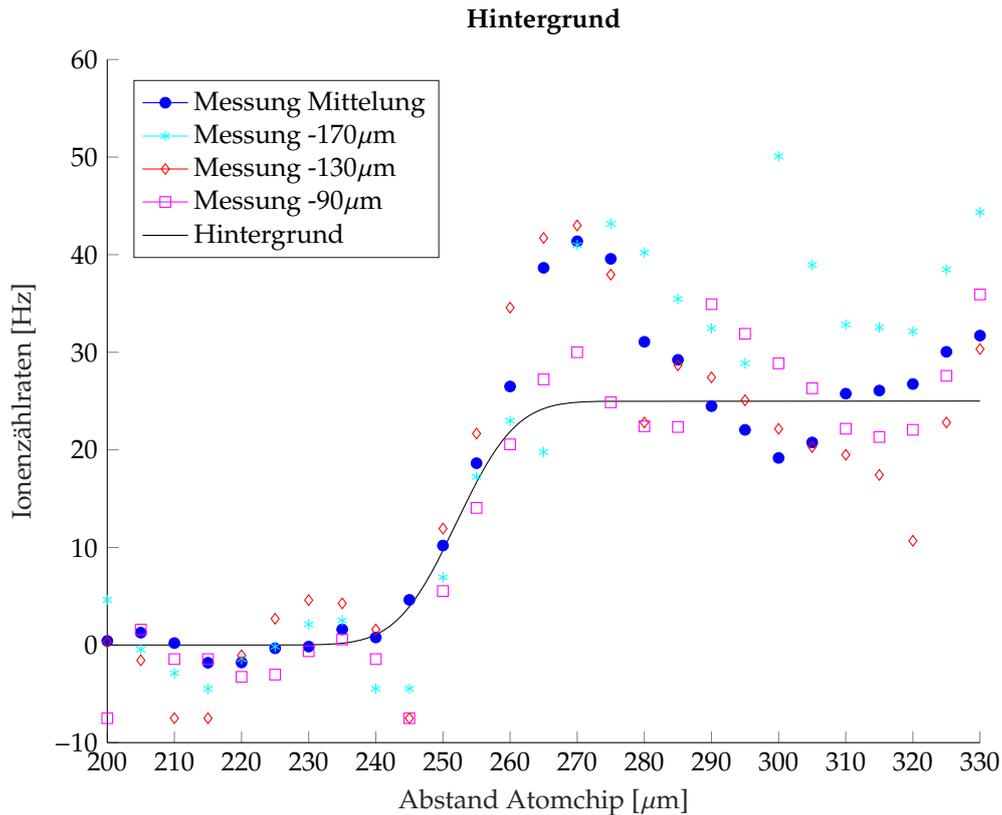


Abbildung 9.10: Bestimmung der Hintergrundzählraten durch Einteilchenverluste [4] durch manuelle Anpassung an die Daten (auf Grund der Verrauschtheit der Daten) gemäß Gleichung 9.9. Es wurden sowohl eine Mittelung des Ionensignals (Spalten des Ionenbildes) über den Bereich transversaler Auslenkungen $x = -155 \dots -95 \mu\text{m}$ betrachtet (blaue Punkte) als auch einzelne Spalten des Ionenbildes bei transversalen Auslenkungen $x = -170 \mu\text{m}$ (hellblaue Sterne), $x = -130 \mu\text{m}$ (rote Rauten) und $x = -90 \mu\text{m}$ (magenta Quadrate).

Der technisch herausfordernde Nachweis des Johnson-Rauschens über der 50nm dünnen Goldschicht des Aufhängepunktes von Balken 1 auf dem Nanochip ist also mit Hilfe des in dieser Arbeit vorgestellten Verfahrens gelungen und demonstriert das Verhalten des Verfahrens an seinen durch die Sensitivität gegebenen Grenzen.

Das Signal hätte mit der bei Lin et al. [8] gezeigten Methode für typische Einteilchenverlustraten $\Gamma_0 = 0.01\text{Hz}$ dieses Experimentes prinzipiell nachgewiesen werden können. Jedoch ist das hier vorgestellte Verfahren um knapp zwei Größenordnungen schneller und sensitiver als ein Bild von Verlustraten, welches sich auf Messdaten der Absorptionsabbildung stützt. Für die Aufnahme eines Bildes mit vergleichbarer Informationsdichte und Auflösung wie die Ionenbilder aus den Kapiteln 8 und 9 wäre dann die 80-fache Messdauer nötig¹³². Zudem würde man durch die erforderlichen Haltedauern der Atomwolke den Atomchip in Gefahr durch Überhitzung und Durchbrennen der Fallenleiter bringen. Die Sensitivität der Absorptionsabbildung ist durch die Unsicherheit in der Bestimmung der Atomzahl von bis zu $\pm 10\%$ limitiert. In Anlehnung an Kapitel 5.3 ergibt sich für eine thermische Wolke mit $100 \cdot 10^3$ Atomen – und damit einer Streuung der Atomzahl von bis zu $\pm 10 \cdot 10^3$ eine Sensitivität von $450\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ für Radiofrequenzen bzw. $633\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ für Mikrowellen¹³³, was fast zwei Größenordnungen schlechter ist als die ideale Sensitivität der Einzelatomdetektion von $11\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ für Radiofrequenzen bzw. $14\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ für Mikrowellen.

132: Unter der Annahme, dass beide Messmethoden über gleich viele Zyklen gemittelt werden. Bei zehnfacher Mittelung wären dies statt knappen fünf Stunden 360 Stunden!

133: Dies kann aus Abb. 5.4 abgelesen werden: Erst Verlustraten, die größer sind als die Schwankung der Atomzahlen können gemessen werden.

Kompaktdarstellung der wichtigsten Ergebnisse

Als Möglichkeiten zur Erweiterung auf eine (quasi-) dreidimensionale Darstellung lokalisierter Magnetfeldfluktuationen wurden in diesem Kapitel ein Tomographieverfahren und die axialen Ionenbilder eingeführt.

Für die gemessenen Ionenbilder wurden selbst ohne externe Quellen von Magnetfeldfluktuationen weit entfernt von der Oberfläche beachtliche Auskoppelraten von mehreren (zehn) Kilohertz beobachtet. Es handelt sich hierbei um Hintergrundzählraten, welche die real erreichbare Sensitivität des Magnetometers in bestimmten Zonen des Abbildungsbereichs stark limitieren. Für den gekrümmten Bereich sehr hoher Auskoppelraten von bis zu 100kHz, welcher für die betrachteten Kompressionsströme an unterschiedlichen Abständen von der Chipoberfläche in Erscheinung tritt (helles Band), konnte kein Zusammenhang mit Fallenfrequenzen im Bereich bekannter Störfrequenzen (100Hz) nachgewiesen werden. Da auch ein Aufgreifen von Störsignalen im entsprechenden Frequenzspektrum den beobachteten Effekt nicht hinreichend erklären kann, deuten die Ergebnisse auf Auskoppelprozesse im Zusammenhang mit der Fallenkonfiguration hin: die erhöhten Auskoppelraten treten an den Fallenpositionen auf, an der sich für den eigentlich nicht besetzten magnetischen Unterzustand $m_F = 1$ eine Falle bildet. Diese Vermutung konnte jedoch auf Basis der erhobenen Datenlage nicht vollständig verstanden und erklärt werden. Als weitere Schritte könnten hier Messungen mit noch mehr verschiedenen Kompressionsströmen oder allgemein anderen Messprotokollen aufgenommen werden.

Für das erwartete Johnson-Rauschen über dem Aufhängepunkt von Balken 1 wurde die bei Lin et al. [8] vorgeschlagene Abhängigkeit der Auskoppelrate vom Wolkenabstand zur Chipoberfläche zweidimensional erweitert und simuliert und das Ergebnis der Simulation mit den Messdaten für den Kompressionsstrom $I_K = 4A$ verglichen. Das Signal ist deutlich zu sehen und sowohl dessen Lage in Ionenbild als auch die erwartete Signalstärke passen sehr gut zur Simulation. Diese Messung ist umso beachtlicher, da das Signal sehr nahe am Rauschniveau des Detektors liegt.

FAZIT

Das in dieser Arbeit vorgestellte Magnetometer weist die von magnetischen Wechselfeldern oder Magnetfeldfluktuationen hervorgerufenen Spin-Änderungen in einer ultrakalten Wolke von ^{87}Rb Atomen mit Einzelatomgenauigkeit nach. Die Anzahl der nachgewiesenen Spin-Änderungen ist dabei ein Maß für die Feldamplituden der Fluktuationen [4]. Die in diesem Experiment mögliche 3D-Echtzeit-Positionierung in Kombination mit einem in-situ Nachweis der Spin-Änderungen [3] erlauben die Darstellung der Messungen in zweidimensionalen Ionenbildern, welche durch sequentielle Aufnahme paralleler Bildebenen in einem Tomographieverfahren sogar eine quasi-dreidimensionale Abbildung ermöglichen.

In diesem abschließenden Kapitel werden nach einer kurzen Zusammenfassung der Kalibration des Magnetometers und Darstellung der Daten (Abschnitt 10.1) die Demonstration des Verfahrens und Einordnung in die wissenschaftliche Landschaft hochauflösender, hochsensitiver Magnetometer besprochen (Abschnitt 10.2). Zuletzt soll in Abschnitt 10.3 ein Ausblick auf mögliche Einsatzzwecke für das vorgestellte Verfahren zur Messung lokalisierter Magnetfeldfluktuationen gegeben werden.

10.1 Kalibration und Darstellung

Für eine wissenschaftlich sinnvolle Darstellung der gemessenen Daten als Ionenbilder wurden in dieser Arbeit einige Konzepte entwickelt und demonstriert.

Zunächst wurde dabei in Kapitel 7 ein Konzept zur Positionierung der Atome aufgezeigt, welches eine Vorhersage der Position der Atome in der transversalen Ebene aus einer gegebenen Stromkonfiguration erlaubt. Die Vorhersage der Position wurde dabei über die Verzerrung¹³⁵ und über den Abstand bekannter Strukturen wie den Aufhängepunkten der Nanobalken plausibilisiert.

Bei der Berechnung der Ionenbilder ist sowohl die vom Auskopplungs-ort abhängige Flugzeit der Atome zu den Ionisationslasern als auch die räumliche Verteilung der Detektionseffizienz bei einer gegebenen Ionisationslaserposition zu beachten. Für beide Aspekte wurde ein wissenschaftliches Modell aufgestellt und an Hand von Messungen verifiziert.

Die auf Grund des gewählten Messprotokolls unvollständige Abtastung der dargestellten Ebene wurde durch einen *nearest neighbour* Ansatz interpoliert. Dadurch entstandene Darstellungsartefakte könnten durch bessere Interpolationsalgorithmen der digitalen Bildverarbeitung wie bilineare, bikubische oder Spline-Interpolationen [103]

10.1 Kalibration und Darstellung	121
10.2 Anwendungsbereich und Vergleich mit anderen Technologien	122
10.3 Vision für das Verfahren .	123

135: Hier wurde die aus Anhang D bekannte Nanochipoberfläche verwendet.

vermieden werden. Andere Messprotokolle mit feingranularerer Ab-rasterung des darzustellenden Bereichs sowie einer Variation unterschiedlicher Fallenströme könnten hilfreich sein, um technische Effekte, wie in Kapitel 9.2 beschrieben, besser zu verstehen.

10.2 Anwendungsbereich und Vergleich mit anderen Technologien

Das bildgebende Verfahren zur Untersuchung lokalisierter Magnetfeldfluktuationen wurde in dieser Arbeit sowohl durch die Messung der Feldverteilung von Wechselfeldern, welche über die Strukturen des Atomchips eingespeist wurden, als auch durch den Nachweis von Johnson-Rauschen über den metallischen Strukturen des Nanochips demonstriert. Es wurden dabei ausschließlich Ionenbilder für Radiofrequenzübergänge gezeigt. Da es sich bei Johnson-Rauschen um ein weitestgehend weißes Rauschen handelt, ist für Mikrowellenübergänge ein ähnliches Bild zu erwarten. Zu Testzwecken wurden solche Bilder im Rahmen dieser Arbeit aufgenommen. Auf Grund der schlechteren Detektionseffizienz für Mikrowellenübergänge (vgl. Kapitel 5.3) ging das Johnson-Rauschen im Mikrowellenbereich jedoch in den Hintergrundzählraten unter.

Insbesondere für die Charakterisierung von Oberflächeneffekten an mikrostrukturierten Objekten ist die Möglichkeit einer dreidimensionalen Darstellung hilfreich, um die Objekte zu lokalisieren. Allgemeine Lebensdauerverluste können zudem durch das hier dargestellte Magnetometer ausgeblendet werden.

Im Arbeitsmodus des Magnetometers, welcher in dieser Arbeit vorgestellt wurde, braucht das Verfahren den Vorteil der dynamischen in-situ-Messung durch die Veränderung der Atomwolkenposition innerhalb eines einzelnen Messzyklus auf, was zu einer erheblich verkürzten Messdauer führt. In Anlehnung an die Messungen von Federsel et al. [5] kann das Magnetometer jedoch auch in einem Korrelationsmodus für die Charakterisierung von Rauschspektren mit variablen Bandbreiten betrieben werden.

Die Messbarkeit von Magnetfeldfluktuationen ist durch das Spektrum der Atome definiert. Für das gewählte und in der Arbeit vorgestellte Verfahren ist sie auf die Übergänge zwischen den Grundzuständen von ^{87}Rb und deren magnetischen Unterzuständen limitiert, welche wahlweise im Bereich um 6.835GHz oder im Bereich von 1MHz liegen. Durch Feintuning der Fallenparameter mit Hilfe der Stromkonfigurationen und magnetischen Offsetfelder kann hier maximal um wenige MHz variiert werden. Für eine weitere Durchstimbarkeit mit Hilfe von hohen Magnetfeldern im Bereich von $10^2 - 10^3\text{G}$ könnten auch kürzlich auf ähnliche Weise in-situ detektierte Feshbach-Resonanzen sorgen [104]. Eine sehr große Bandbreite an Übergängen bis ins THz-Regime würde sich durch die Umstellung des Verfahrens zur Anregung und Detektion von Rydbergzuständen ergeben [105–107].

Die ideale Sensitivität des Magnetometers wurde auf $11\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ für Radiofrequenzübergänge bestimmt. Die Auflösung ist wie bei allen

auf ultrakalten Atomwolken basierenden Magnetometern durch die Ausdehnung der Atomwolke limitiert, was unter Berücksichtigung der in diesem Experiment erreichbaren Fallenparameter zu einem Auflösungsvermögen von $3\mu\text{m}$ in radialer und $50\mu\text{m}$ in axialer Richtung¹³⁶ führt. Die technische Limitierung durch die Zeitauflösung des Detektionsschemas von 8ns ist dabei um Größenordnungen kleiner und somit unerheblich.

136: Für eine axiale Fallenfrequenz von $2\pi \cdot 16\text{Hz}$.

Vergleich mit anderen Magnetometertechnologien

Mit einer Sensitivität von bis zu $11\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ und einer räumlichen Auflösung von $3\mu\text{m}$ besitzt das demonstrierte bildgebende Verfahren zur Messung lokalisierter Magnetfeldfluktuationen eine Energieauflösung [43] nahe der technologieübergreifenden Limitierung, welche bei Mitchell et al. [9] propagiert wurde (vgl. Abb. 1.1). Das Verfahren zeichnet sich darüber hinaus durch die enorme Bandbreite bis hinein in den Terahertz-Bereich aus, die durch eine Modifikation des in dieser Arbeit gezeigten Verfahrens¹³⁷ möglich ist. Der Betrieb eines ähnlichen Experimentes, welches auf der Detektion von Rydbergatomen beruht, wurde bereits demonstriert [108]. Wie bereits zu Anfang in dieser Arbeit erwähnt, liegt die Bandbreite der bisher demonstrierten Magnetometer für zeitlich veränderliche Felder¹³⁸ üblicherweise im Frequenzspektrum bis zu einigen Gigahertz. Auf kalten Atomen basierende Magnetometertechnologien sind außerdem üblicherweise sogenannte DC-Magnetometer (engl. *Direct Current*), welche statische oder sehr langsam oszillierende Magnetfelder im Frequenzbereich bis zu wenigen Hertz messen können. Die bei Böhi et al. demonstrierte Methode zur Messung von oszillierenden Magnetfeldern weist mit $20 \frac{\text{nT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ im Gegensatz zum hier demonstrierten Magnetometer eine deutlich höhere Rauschniveau und somit eine geringere Magnetfeldsensitivität auf. Die Sensitivität ist für den Einsatz des Verfahrens zur Charakterisierung eines koplanaren Wellenleiters jedoch ausreichend.

137: beispielsweise durch den Einsatz von Rydbergatomen

138: sogenannte AC-Magnetometer (engl. *Alternating Current*)

Über die einzigartige Kombination an Eigenschaften wie hoher Sensitivität und Bandbreite im Vergleich zu anderen Magnetometertechnologien hinaus, kann das in dieser Arbeit gezeigte Verfahren nicht nur (sinusförmig) oszillierende, sondern fluktuierende Felder im Allgemeinen im Korrelationsmodus ortsaufgelöst messen [5]. Dabei ist eine Messung von Signalrauschbandbreiten und -zählstatistiken möglich, welche selbst für den Nachweis von Quantentransportphänomenen im Quantengalvanometermodus geeignet ist [6].

10.3 Vision für das Verfahren

Nachdem bereits auf kalten Atomen basierende Technologien zur Messung und Charakterisierung von Nahfeldverteilungen für fluktuierende elektrische Felder [109, 110] und statische Magnetfelder [35, 36] bekannt sind, ergänzt das hier vorgestellte Verfahren nun um die Messung lokalisierter Magnetfeldfluktuationen. Bereits bei Böhi et al. [39] wurde eindrücklich die Messung magnetischer Wechselfelder

mit komplexer räumlicher Struktur an Hand eines koplanaren Wellenleiters demonstriert. Das in dieser Arbeit vorgestellte Magnetometer bietet die Möglichkeit, die Felder von koplanaren Wellenleitern oder sonstigen beliebigen Antennenstrukturen mit viel höherer Sensitivität zu messen. Dafür könnten beispielsweise auch Mikroantennenarrays zum Einsatz kommen [18].

Die in dieser Arbeit demonstrierte Messung von Johnson-Rauschen über metallischen Dünnschichtoberflächen könnte darüber hinaus an einer komplexen mikrostrukturierten Goldoberfläche demonstriert werden, um das Auflösungsvermögen voll auszuschöpfen und weiter zu charakterisieren.

Für Nanoresonatoren wie die hier verwendeten aus der Arbeitsgruppe von Eva Weig in Konstanz kann damit nicht nur die Balkenschwingung durch Auskopplung der Atome über eine magnetomechanische Kopplung nachgewiesen, sondern sogar räumlich aufgelöst werden. Ebenfalls ist hier die Abbildung von höheren Harmonischen der Balkenschwingung denkbar¹³⁹. Eine orts aufgelöste Rauschspektroskopie könnte durch zusätzliche Aufmodulierung von kontrollierten Rauschspektren auf den Strom über den Nanobalken demonstriert werden.

139: Hierbei ist jedoch unbedingt die Ausrichtung des Nanobalkens auf Grund des geringeren Auflösungsvermögens in axialer Richtung zu beachten.

Um die Eignung des Verfahrens im Quantenregime zu demonstrieren, welche bei Kálmán et al. [6] propagiert wurde, könnte beispielsweise eine Charakterisierung von Einzelphotonenquellen im Mikrowellenspektrum [111–113] oder von Quantenantennen¹⁴⁰ [114, 115], angestrebt werden. Einzelphotonenquellen im Allgemeinen gelten als wichtige Bausteine für die Umsetzung von Quantentechnologien [116]. Quantenantennen wiederum können für die sichere Kommunikation [117] sowie in Antennenarrays [118] eingesetzt werden, in welchen sie nichtklassische räumliche Korrelationszustände des erzeugten elektromagnetischen Feldes hervorrufen können. Ob die Ortsauflösung des hier vorgestellten Magnetometers ausreichend ist, oder ob hochauflösendere, aber weniger sensitive Magnetometer auf der Basis von Stickstoff-Fehlstellenzentren in Diamant hierfür besser geeignet sind, bleibt weiter auszuwerten.

140: miniaturisierte Antennendesigns, bei welchen Quanteneffekte eine Rolle spielen

Die Fähigkeit des in dieser Arbeit demonstrierten Magnetometers zur Messung von Korrelationen des elektromagnetischen Feldes könnte es weiter zu einer idealen Plattform für den experimentellen Nachweis gebundener Majoranazustände machen.

Das Konzept der Majorana-Fermionen [119] stammt ursprünglich aus der Teilchenphysik, wo die Teilchen bisher jedoch nicht nachgewiesen werden konnten. Bei Majorana-Fermionen handelt es sich um ungeladene Fermionen, welche identische Eigenschaften wie ihre Antiteilchen aufweisen [120]. Sie sind also insbesondere bei der Suche nach Antimaterie von Interesse.

In der Festkörperphysik hingegen wurden für topologische Supraleiter mit starker Spin-Bahn-Kopplung zwischen Elektronenspin und Bewegungsrichtung der Elektronen Quasiteilchenanregungen propagiert, welche ähnliche Eigenschaften wie die Majorana-Fermionen aufweisen¹⁴¹. Diese werden als gebundene Majoranazustände bezeichnet und zeichnen sich vor allem durch die den Majorana-Fermionen eigene nicht-abelsche Zählstatistik aus [121].

141: Es handelt sich hierbei jedoch weder um Fermionen noch um Bosonen.

Gebundene Majoranzustände könnten auf Grund ihrer Stabilität in der Wechselwirkung mit der Umgebung die Qubits der Zukunft darstellen¹⁴² [122].

Aussichtsreiche Kandidaten zur experimentellen Realisierung von gebundenen Majoranzuständen sind Nanodrahtstrukturen bestehend aus einer speziellen Anordnung von Halb- und Supraleitern [123], welche in der Gruppe von Leo Kouwenhoven an der TU Delft hergestellt werden [124–126]. Bisher ist jedoch kein finaler Nachweis der gebundenen Majoranzustände gelungen, da der gemessene *Zero Bias Peak* – ein starker Anstieg des differentiellen Stromes bei verschwindender Bias-Spannung – auch bei anderen Effekten an den Grenzen supraleitender Strukturen auftreten könnte [122].

Ein neues Schema zum Nachweis von gebundenen Majoranzuständen wurde erst kürzlich von Manousakis et al. [127] propagiert, welches auf der Korrelationsmessung der Ströme in einer Anordnung dreier Nanodrähte beruht. Dies könnte eine ideale Anwendung für das in dieser Arbeit dargestellte Magnetometer sein, wenn es künftig im Korrelationsmodus betrieben wird.

142: Dekohärenz durch Wechselwirkung mit der Umgebung führt zum Verlust von Quanteninformationen.

APPENDIX

Fallenparameter bei transversaler Auslenkung

A

In Kapitel 3.3 wurde bereits die Simulation der Magnetfallen mit transversaler Auslenkung erläutert. Für die am Atomchip entstehenden Mikrofallen sind die radialen Potentialverläufe nicht radialsymmetrisch. Es stellt sich nun die Frage, welchen Einfluss dies auf die Fallenparameter wie die Fallenfrequenz und die Fallentiefe hat.

Wie in Kapitel 3.2 dargestellt wurde, ergibt sich die Fallenfrequenz durch eine parabolische Funktionsanpassung um das Potentialminimum, die Fallentiefe durch die Potentialdifferenz zwischen lokalem Maximum und Minimum.

Das lokale Maximum ergibt sich am Fallenzentrum nicht in alle Raumrichtungen, wie in Abbildung A.1 gut zu sehen ist. Nur für Raumrichtungen mit lokalem Maximum macht die Definition einer (endlichen) Fallentiefe Sinn. In dieser Arbeit werden Fallentiefen der Einfachheit halber stets in vertikaler Richtung aus der Simulation berechnet, was für die verwendeten Fallenkonfigurationen eine vertretbare Annahme ist, wie Abbildung A.1 zu entnehmen ist¹⁴⁴. Für transversale Auslenkungen, welche durch homogene Magnetfelder $B_y > \pm 3\text{G}$ erzeugt werden, ergibt sich die minimale Fallentiefe nicht in vertikaler Richtung, sondern in einem kleinen Winkel – dies ist in der oberen Reihe in Abbildung A.1 durch die schwarze Linie gekennzeichnet.

Abbildung A.2 hingegen stellt den Potentialverlauf um das Fallenzentrum herum für verschiedene Raumrichtungen in der transversalen Ebene dar. Die Funktionsanpassung für die Fallenfrequenzen eines radialen Potentialverlaufs wird dabei nur in einem kleinen Bereich mit Abständen zum Fallenzentrum von etwa $-50\dots + 50\mu\text{m}$ durchgeführt. Obwohl im dargestellten Bereich bereits die Abweichung des Potentials von einem parabolischen Verlauf deutlich zu sehen ist, ergeben die parabolischen Funktionsanpassungen für die Fallenfrequenzen einen einheitlichen Wert. Für $I_Q = 0.7\text{A}$, $I_K = -5\text{A}$ und $B_y = 0.3\text{G}$, was in Abb. A.2 dargestellt ist, liegt die Fallenfrequenz bei $120\pm 1\text{Hz}$, wobei sich die Streuung auf die Unterschiede zwischen den radialen Potentialverläufen bezieht. Radiale Fallenfrequenzen in der transversalen Ebene in der Nähe des Fallenminimums sind also weitestgehend als isotrop zu betrachten.

144: Es werden nur transversale Auslenkungen erzeugt, welche sich durch $B_y < \pm 3\text{G}$ ergeben.

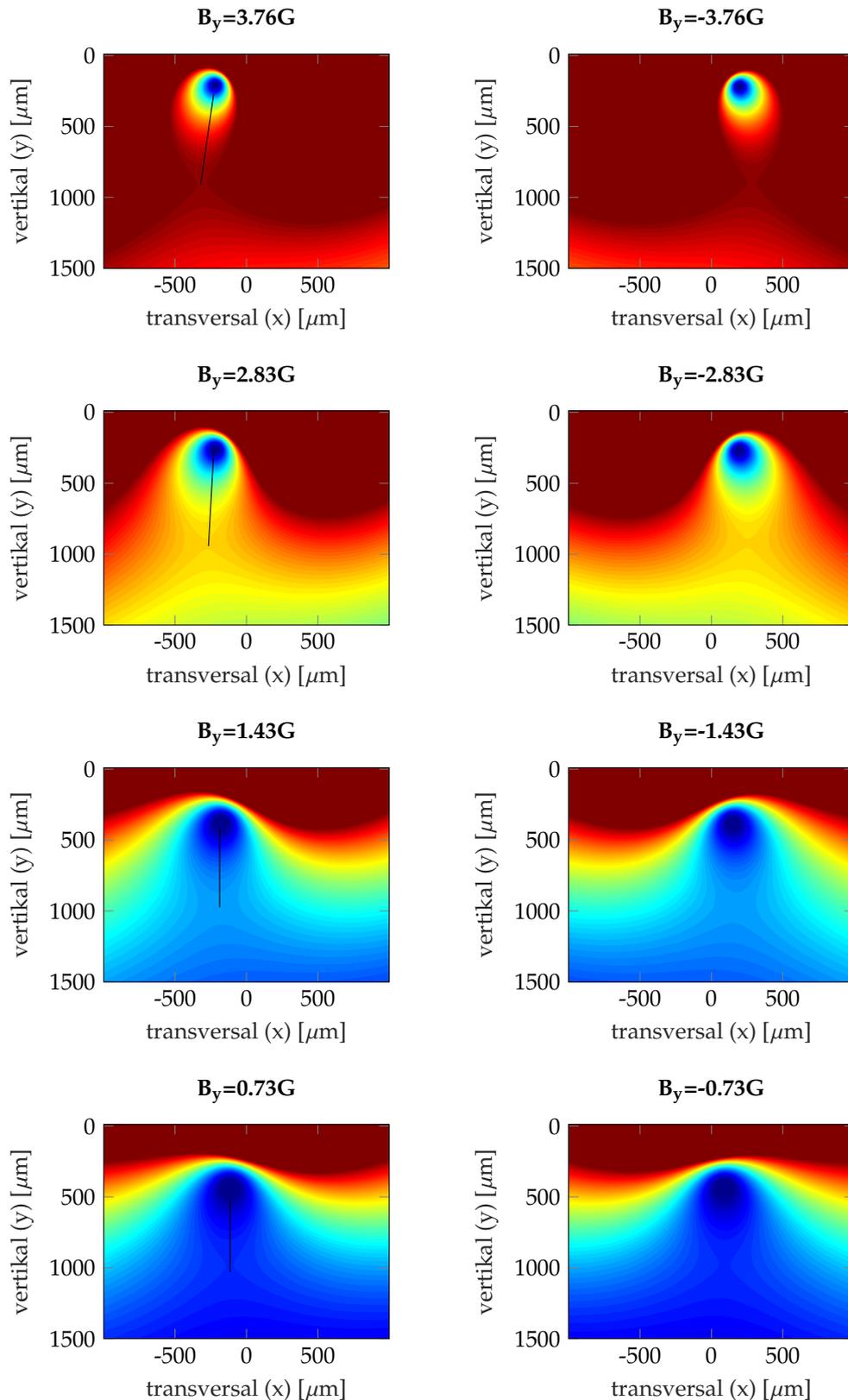


Abbildung A.1: Simulation des Fallenpotentials in der transversalen Ebene für verschiedene B_y , dargestellt in willkürlichen Einheiten. Die minimale Fallentiefe ergibt sich auf der Achse vom Fallenzentrum zum Sattelpunkt unterhalb des Fallenzentrums, welche jeweils in den Grafiken auf der linken Seite als schwarze Linie angedeutet ist. Der Potentialverlauf in vertikaler Richtung weist hier ein lokales Maximum auf. Die Achse ist vor allem in der oberen Reihe deutlich gegenüber der y -Richtung verkippt. Für die Messungen in dieser Arbeit wurden jedoch stets vertikale Magnetfelder $B_y < 3G$ verwendet.

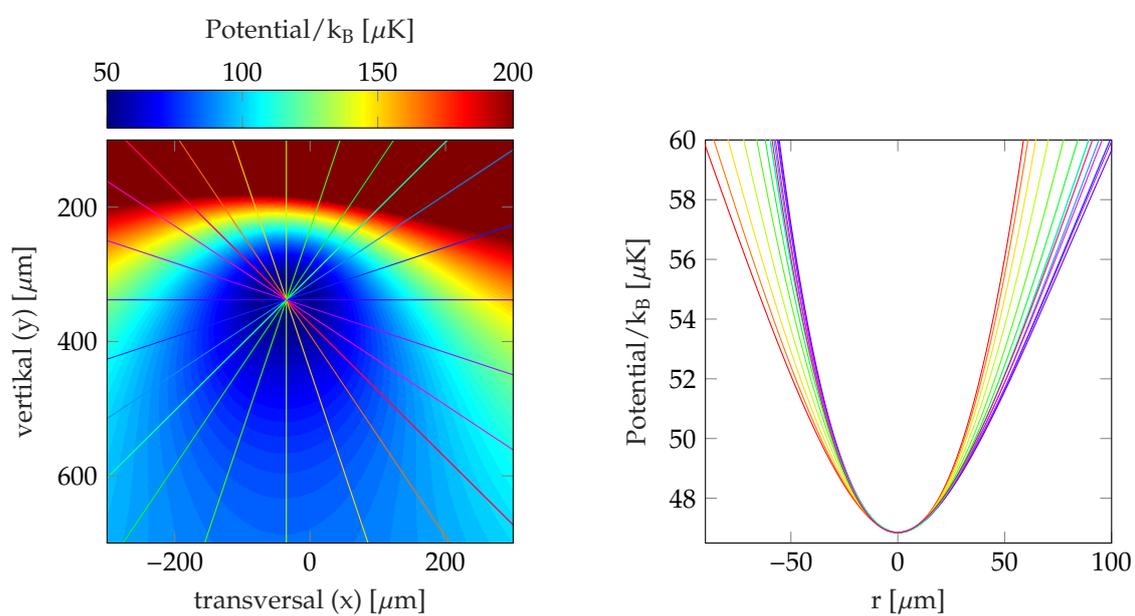


Abbildung A.2: Radialer Potentialverlauf um das Fallenminimum entlang verschiedener Raumrichtungen. Die Potentialverläufe sind auf der rechten Seite in derselben Farbe wie die eingezeichneten Richtungen links dargestellt. Die Simulation der Magnetfalle wurde exemplarisch für $I_Q = 0.7\text{A}$, $I_K = -5\text{A}$ und $B_y = 0.3\text{G}$ durchgeführt.

Eigenschaften und Justage der Ionisationslaser

B

B.1 Eigenschaften der Einzelatomdetektion

Die Ionisationslaserstrahlen in diesem Experiment weisen eine elliptische Strahlform auf, welche durch eine dafür entworfene und außerhalb der Vakuumkammer platzierte gemeinsame Strahloptik erzeugt werden, die im Rahmen der Masterarbeit von Lukas Gussmann entwickelt wurde [101]. Diese ist in Abb. B.1 schematisch dargestellt. Der Überlagerungsbereich der Foki der Ionisationslaserstrahlen wird im Folgenden als **Lightsheet** bezeichnet.

Die gemessenen Strahltaillen ($1/e^2$ Radian) w_0 und Rayleighlängen¹⁴⁶

$$y_R = \frac{\pi w_{0,y}^2}{\lambda} \quad (\text{B.1})$$

$$z_R = \frac{\pi w_{0,z}^2}{\lambda} \quad (\text{B.2})$$

der Ionisationslaserfoki sind in Tabelle B.1 aufgeführt.

Daraus ergibt sich ein Aspektverhältnis von horizontaler zu vertikaler

	$w_{0,y}$	y_R	$w_{0,z}$	z_R
778nm	$12.5\mu\text{m}$	$631\mu\text{m}$	$92.4\mu\text{m}$	34.5mm
1064nm	$22\mu\text{m}$	1.4mm	$142.8\mu\text{m}$	60.2mm

Halbachse von 7.4:1 für den 778nm Laser und 6.5:1 für den 1064nm Laser. Die Leistungen der Ionisationslaser betragen 16mW für den 778nm Laser und 6W für den Faserlaser. Gemessen wurden diese Leistungen vor dem Eintritt in die Vakuumkammer. Da die Sichtfenster mit einer Antireflexbeschichtung für 780nm versehen sind, beträgt die Transmission bei 1064nm lediglich etwa 80%. Beide Laser besitzen eine lineare Polarisation.

Die elliptische Strahlform hat Einfluss auf mehrere Eigenschaften der Einzelatomdetektion, welche im Folgenden erläutert werden.

Detektionseffizienz

Die Detektionseffizienz ist gemäß Gleichung 4.16 gegeben und setzt sich im Wesentlichen aus drei Beiträgen zusammen:

- ▶ Aus der Wahrscheinlichkeit P_{laser} , dass die Atome überhaupt die Ionisationslaser durchqueren,
- ▶ aus der Wahrscheinlichkeit P_{ion} , dass die Atome beim Durchqueren der Ionisationslaser auch tatsächlich ionisiert werden,
- ▶ und aus der Wahrscheinlichkeit P_{cem} , dass ein entstandenes Ion am Channeltron ankommt, dort eine Elektronenlawine auslöst und detektiert wird,

146: Gemäß der Theorie eines Gaußstrahls, s. Meschede [70].

Tabelle B.1: Strahltaillen und Rayleighlängen der Ionisationslaser.

also

$$\alpha_{det} = P_{laser} \cdot P_{ion} \cdot P_{cem}. \quad (\text{B.3})$$

Geht man davon aus, dass die Atome auf Grund der Gravitation einfach nur nach unten fallen, und dass die Ionisationslaser entsprechend justiert sind, sodass die Atome die Laser treffen, so kann man annehmen, dass $P_{laser} = 1$ ist. Der Einfachheit halber werden bei diesem Bild die Möglichkeit einer Beschleunigung der Atome aus der Falle heraus, welche auf Grund des magnetischen Potentials für *high-field seeker* entstehen kann, sowie das attraktive Potential des 1064nm Lasers [102] vernachlässigt. Während das attraktive Potential des 1064nm Lasers die fallenden Atome grundsätzlich in den Bereich der Ionisationslaser zieht – also einen positiven Gesamteffekt auf P_{laser} hat¹⁴⁷–, wirkt sich die Beschleunigung aus der Falle nach einem Übergang in einen anteingefangenen Zustand im Allgemeinen negativ auf P_{laser} aus. Im Prinzip können Atome nach einem solchen Übergang in beliebige Richtungen beschleunigt werden. Für eine Abschätzung dieses Effektes wäre eine vollständige dynamische Simulation der atomaren Bewegung nötig, welche sowohl die räumliche als auch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome in der Falle berücksichtigt.

P_{cem} ist gegeben durch das Design der Ionenoptik und kann nach Inbetriebnahme des Experimentes durch Justage der Elektroden Spannungen optimiert werden [3]. Der genaue Wert kann nicht ermittelt werden, da sich im Experiment immer nur eine Kombination aller drei Wahrscheinlichkeiten gemäß Gleichung B.3 messen lässt. Allerdings ist P_{cem} nach einmaliger Justage ein Fixwert, sodass die Detektionseffizienz vor allem durch die Ionisationswahrscheinlichkeit P_{ion} bestimmt ist.

Diese hängt neben der Leistung der Ionisationslaser [3] vor allem von der Durchflugzeit t_{ion} der Atome durch die Ionisationslaser ab

$$P_{ion} \sim t_{ion}. \quad (\text{B.4})$$

Abb. B.2 erläutert die geometrischen Zusammenhänge. Unter der Bedingung, dass der Ionisationsübergang noch nicht gesättigt ist¹⁴⁸, gilt

$$t_{ion} = \frac{\Delta d}{\sqrt{2gd}}, \quad (\text{B.5})$$

wobei d der Fallweg eines Atoms aus der Ruhe unter Gravitationsbeschleunigung g bis zum Zentrum der Ionisationslaser und Δd die Breite des Lightsheets ist, welche etwa durch

$$\Delta d = 2w_{0,y} \quad (\text{B.6})$$

mit der Strahltaile $w_{0,y}$ in vertikaler Richtung gegeben ist. Hierbei wurde die Annahme getroffen, dass die Geschwindigkeit beim Durchflug der Ionisationslaser konstant $v_{ion} = \sqrt{2gd}$ ist¹⁴⁹. Es ist zu erkennen, dass die Detektionseffizienz für größere Abstände mit $1/\sqrt{d}$ abnehmen wird.

147: Da das Potential linear mit der Laserintensität skaliert [102], ist das ebenso auftretende repulsive Potential des 778nm vernachlässigbar gegenüber dem attraktiven Potential des 1064nm Lasers.

148: Dies was im Experiment der Fall. Falls der Übergang gesättigt wäre, würden die Atome nicht bis zu Punkt 2 in Abb. B.2 kommen, was Gleichung B.5 ungültig machen würde.

149: Tatsächlich ändert sie sich um $\Delta v = \sqrt{4g\Delta d} = v_{ion} \sqrt{2\Delta d/d}$, was für $\Delta d \ll d$ vernachlässigbar ist.

Hintergrundzählraten

Eine weitere Eigenschaft ist die **Hintergrundzählrate** Γ_h , welche die Sensitivität der Einzelatomdetektion limitieren [4] (vgl. Kapitel 5.3). Während es insgesamt sehr unterschiedliche Quellen für Hintergrundzählraten gibt, sind für dieses Kapitel vor allem Hintergrundzählraten von Bedeutung, welche durch die Nähe der Ionisationslaser zur Atomwolke in der Falle erzeugt werden. Diese skalieren linear mit der Intensität I_{1064} des 1064nm Lasers und quadratisch mit der Intensität I_{778} des 778nm Lasers [45], wobei beide Intensitäten wiederum vom Abstand d der Ionisationslaser zu der Wolkenposition abhängig sind

$$I(d) = I_0 e^{-\frac{2d^2}{w_{0,y}^2}} \quad (\text{B.7})$$

mit der Strahltaille $w_{0,y}$ in vertikaler Richtung. Dieser Zusammenhang gilt nur unter der Voraussetzung, dass sich die Strahltaille der Ionisationslaserstrahlengänge unter der Wolkenposition befindet, was durch Justage bestmöglich sichergestellt wurde.

Zeitauflösung

Die dritte Eigenschaft, die in diesem Rahmen besprochen werden soll, ist die **zeitliche Auflösung** der Ionisation. Beim Durchqueren der Ionisationslaser steigt die Wahrscheinlichkeit der Ionisation P_{ion} an, wobei die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang zu jedem Zeitpunkt durch die Intensität am Ort $y(t)$ gegeben ist

$$dP_{ion}(t) \sim I(y(t)). \quad (\text{B.8})$$

Für ein gaußförmiges Strahlprofil ergibt sich ein Wahrscheinlichkeitsverlauf in Form einer (komplementären) Fehlerfunktion.

Die Verteilung der möglichen Ionisationszeitpunkte kann je nach Strahldurchmesser Δd der Ionisationslaser variieren. Zwei Atome, die zum selben Zeitpunkt die Falle verlassen haben, können somit zu unterschiedlichen Zeiten am Detektor auftreffen, maximal mit einer Differenz $\Delta t = t_{ion}$ gemäß Gleichung B.5. Dadurch wird die zeitliche Auflösung des Einzelatomdetektionsprozesses limitiert, denn der genaue Ionisations- und somit auch der Auskopplungszeitpunkt kann nicht genauer als t_{ion} bestimmt werden.

Für Abb. B.2 stellt diesen Sachverhalt anschaulich dar.

Einfluss des Lightsheets

In der Masterarbeit von Lukas Gussmann konnte der positive Effekt der elliptischen Strahlform auf die zeitliche Auflösung der Ionisation nachgewiesen werden [101]. Dafür wurde der Antwortpuls im Ionensignal auf einen 0.1ms langen Mikrowellenpuls (vgl. Kapitel 5.2) gemessen. Es ergaben sich für die kreisförmige Strahlform und für das Lightsheet Halbwertsbreiten von 0.23ms mit Lightsheet und 0.52ms mit kreisförmigem Strahlprofil (mit einer Strahltaille $w_{0,y} = w_{0,z} = 50\mu\text{m}$, vgl.

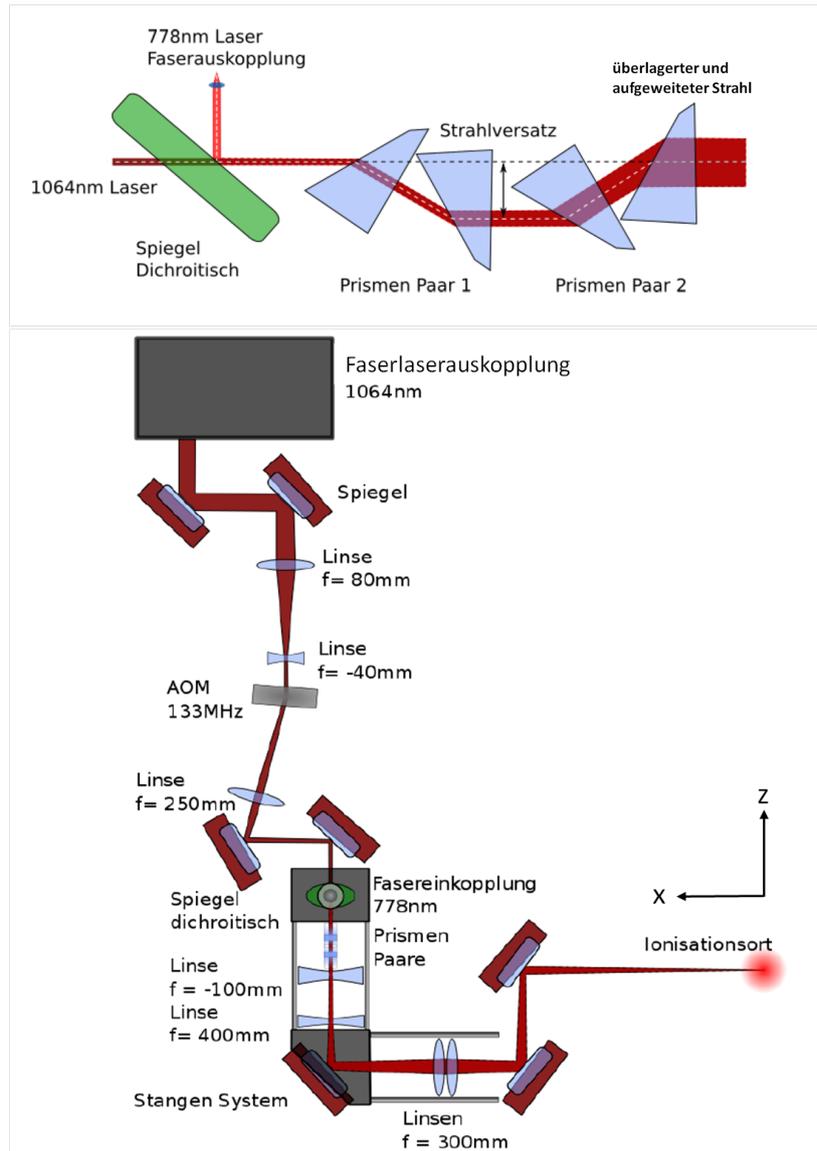


Abbildung B.1: Aufbau der Strahlverformungsoptik für das Lightsheet und Strahlengang der Ionisationslaser aus der Masterarbeit von Lukas Gussmann [101]. Oben sind die beiden anamorphen Prismenpaare im Detail dargestellt, welche jeweils eine 3:1 Verformung des Strahlprofils erreichen sollen. Somit wäre nominell ein Aspektverhältnis von 9:1 möglich gewesen. Real wurden Aspektverhältnisse von 7.4:1 (778nm) und 6.5:1 (1064nm) erreicht [101]. Unten ist der gesamte Strahlengang nach den Faserauskopplern der beiden Ionisationslaser dargestellt. Für die Justage der Ionisationslaserposition unterhalb der Falle ist ausschließlich der letzte Spiegel vor dem Ionisationsort von Bedeutung. Dieser wurde auf einen Verschiebetisch montiert, mit welcher eine Feinjustage in Richtung der optischen Achse ermöglichte.

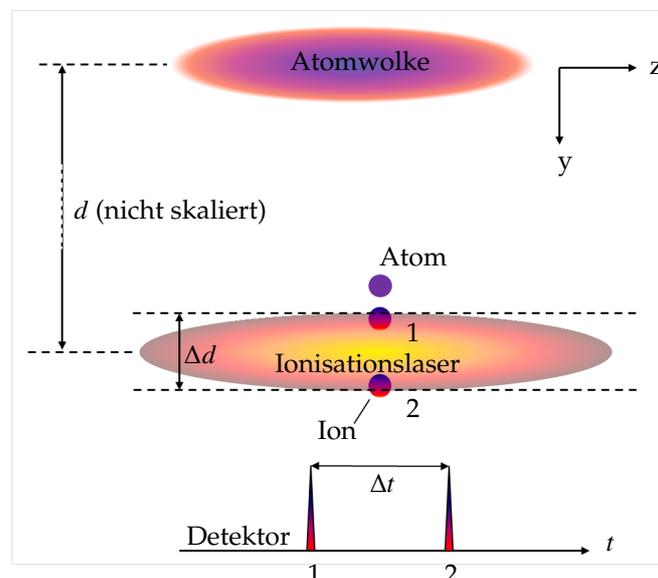


Abbildung B.2: Zeitliche Auflösung der Ionisation. Bei einer Breite Δd des Lightsheets ergibt sich eine zeitliche Unsicherheit $\Delta t = t_{ion}$ gemäß Gleichung B.5 des Ionisationszeitpunkts, welche die zeitliche Auflösung der Ionisation und somit der Einzelatomdetektion limitiert.

[5]).

Für die Detektionseffizienz ist zu beachten, dass das Lightsheet sowohl Vor- als auch Nachteile hat: Während die Intensitätsverteilung bei gleicher Laserleistung schmaler ist – und somit eine höhere Intensität im Zentrum der Ionisationslaser gewährleistet –, ist die Durchflugszeit kürzer (s. Gleichung B.5), was die Ionisationswahrscheinlichkeit reduziert. Tatsächlich sind die gemessenen Detektionseffizienzen, die jedoch auch von anderen Faktoren wie der Wolkenposition abhängen, vergleichbar mit den Detektionseffizienzen für kreisförmige Strahlprofile [4]. Für die Messungen in dieser Arbeit wurden maximal Detektionseffizienzen von etwa 40% gemessen.

Für die Hintergrundzählraten konnte ebenfalls keine Verbesserung erzielt werden. Falls der Abstand der Ionisationslaser zur Atomwolke hinreichend groß (etwa $500\mu\text{m}$) justiert wird, werden die Hintergrundzählraten von anderen Quellen als dem Restlicht der Ionisationslaser dominiert. Dies wurde in Kapitel 9 diskutiert.

Im Folgenden wird nun eine Methode vorgestellt, um die Ionisationslaserposition zu messen. Diese Information wird im Anschluss zur Optimierung des vertikalen Abstandes zwischen Atomwolke und Ionisationslasern in Hinblick auf Detektionseffizienz und Hintergrundzählraten verwendet.

B.2 Justage der Ionisationslaserposition

Da sowohl die Ionisationswahrscheinlichkeit P_{ion} und somit die Detektionseffizienz α_{det} als auch die Hintergrundzählrate Γ_h sensitiv auf den vertikalen Abstand der Ionisationslaserfoki zur Fallenposition der Atomwolke sind, wird im Folgenden ein Verfahren zur Justage der vertikalen Ionisationslaserposition vorgestellt, welches einen möglichst guten Kompromiss zwischen den beiden Parametern anstrebt.

Die Justage der vertikalen Position der Ionisationslaser erfordert in erster Linie eine exakte Kenntnis dieser Position. Deshalb wird im folgenden Abschnitt zunächst ein Verfahren zur Messung der Position erläutert.

Bestimmung der Ionisationslaserposition

Die Bestimmung der Ionisationslaserposition erfolgt über die Einkopplung von Abbildungslicht in die Faser des 778nm Zweiphotonenlasers, welches zeitgleich mit den Abbildungspulsen gesendet wird. Der Abbildungsstrahl und die Ionisationsstrahlen verlaufen nahezu parallel in transversale (x-) Richtung¹⁵⁰. Der zusätzliche Strahl – ebenso wie die Ionisationslaser – verläuft unterhalb der Fallenposition, sodass die Atome beim freien Fall nach Abschalten der Stromquellen für die Absorptionsabbildung den zusätzlichen Laserstrahl erst nach einer gewissen Fallzeit durchqueren. Diese wurde an die gewählte Ionisationslaserposition angepasst, was in Abbildung B.3 dargestellt ist.

Im Bereich des zusätzlichen Strahls befinden sich die Atome dann bereits in Sättigung für das Abbildungslicht, sodass die Transparenz für

150: Tatsächlich wurden die Ionisationslaserstrahlen aus Platzgründen auf dem optischen Tisch so justiert, dass sie horizontal in einem Winkel von 30° relativ zur x-Achse (s. Kapitel 8.4) durch die Kammer laufen.

Abbildung B.3: Justage der Ionisationslaserposition in vertikaler Richtung. Bei einer festen Fallenposition wird der Abstand zwischen Falle und Lightsheet durch Verändern der Ionisationslaserposition variiert. Die Flugzeit der Atomwolke für die Absorptionsabbildung mit partieller Dichtereduktion wie in Abb. B.6 wurde so gewählt, dass der Einbruch möglichst mittig im Dichteprofil der Atomwolke erscheint. Für die im Folgenden besprochenen Messungen wurde eine Flugzeit von 8.3ms gewählt.

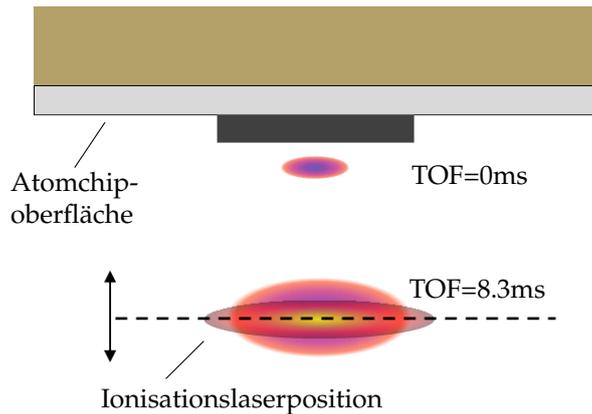
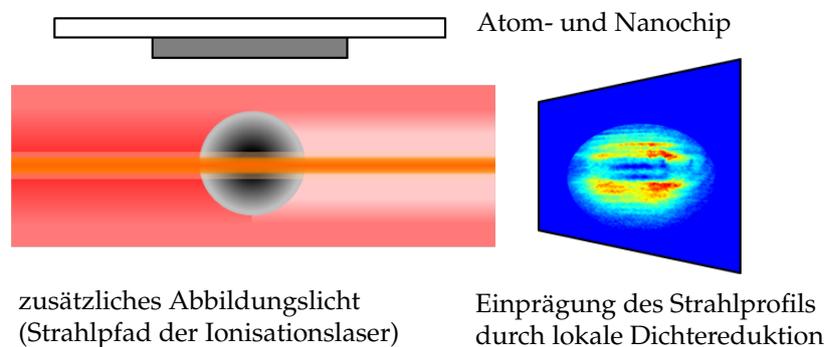


Abbildung B.4: Partielle Dichtereduktion in der Absorptionsabbildung durch Einkopplung von Abbildungslicht in die Faser des 778nm Lasers. Der Strahlengang der Ionisationslaser ist in orange dargestellt. Das zusätzlich eingestrahelte Licht gelangt nicht auf die CCD-Kamera der Hauptabbildung.



das Licht des Abbildungsstrahls erhöht wird. Dieser Sättigungseffekt ist proportional zur Intensität des zusätzlichen Strahls. Wie in Abb. B.4 dargestellt ist, ergibt sich durch den zusätzlichen Strahl (orange) im Signalbild der Absorptionsabbildung eine lokale Verringerung der Intensitätsabnahme, welche im verrechneten Bild als eine partielle Reduzierung der Atomzahldichte in Erscheinung tritt.

Der Einbruch in der Atomzahldichte skaliert mit Intensitätsprofil des eingekoppelten Lichts in der betrachteten Ebene. Mit dieser Modellannahme kann auf das Strahlprofil der Ionisationslaser – zumindest des 778nm Lasers – und somit auch auf deren Position in der Absorptionsabbildung zurückgeschlossen werden. Wird die Position der Falle in der Absorptionsabbildung über eine Flugzeitmessung bestimmt¹⁵¹, so kann der vertikale Abstand der Ionisationslaser zur Fallenposition ermittelt werden.

Modell für eine partielle Dichtereduktion in der Absorptionsabbildung

In der Masterarbeit von Lukas Gussmann wurde das Strahlprofil der Ionisationslaser mit Hilfe eines Strahlprofilmessgeräts¹⁵² gemessen. Das Ergebnis für den 778nm Laser findet sich in Abbildung B.5. Die Messung weist deutliche Interferenzen auf, welche durch Beugung an den Rändern des verwendeten Prismenpaares (s. Abb. B.1) für das

151: Dabei wird eine Reihe von Absorptionsbildern mit unterschiedlicher Flugzeit aufgenommen. Es ergibt sich auf Grund der Bewegung im Gravitationsfeld der Erde ein parabolischer Verlauf der vertikalen (y-) Position. Eine Extrapolation auf eine Flugzeit von 0ms ergibt die ursprüngliche Position der Falle.

152: Es wurde ein CCD Camera Beam Profiler der Firma Thorlabs verwendet.

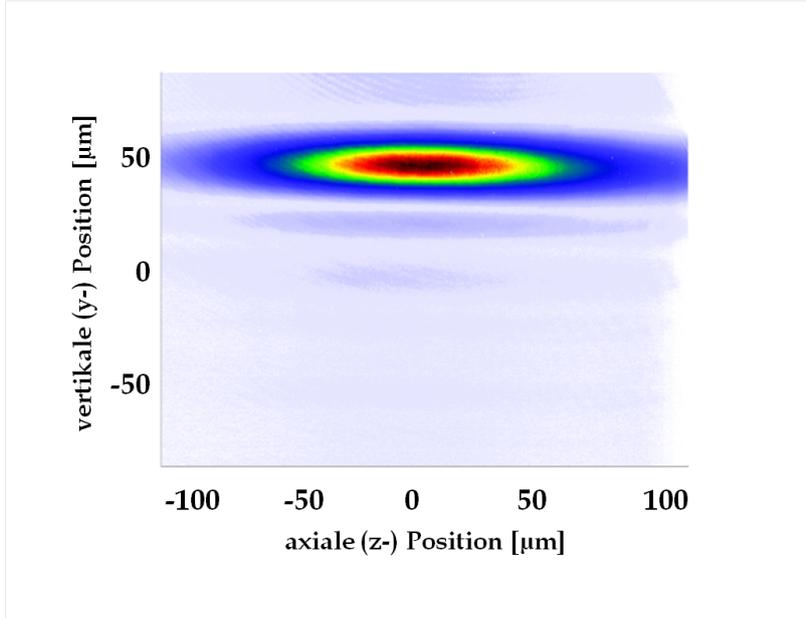


Abbildung B.5: Messung des Strahlprofils des 778nm Laser mit Hilfe eines Beam Profilers. Interferenzen des Strahlprofils sind deutlich sichtbar und besitzen offensichtlich eine Periodizität von etwa $25\mu\text{m}$.

Lightsheet entstanden sind [101].

Das Strahlprofil lässt sich als räumliche Modulation I_{mod} in y -Richtung mit der Periode y_P eines breiteren gaußförmigen Intensitätsprofils I_G modellieren

$$I_{mod}(y, z) = I_G(y, z) \cdot \frac{1}{2} \left(\cos\left(\frac{2\pi}{y_P}\right) + 1 \right), \quad (\text{B.9})$$

wobei für I_G in der Ebene der Strahltaile gilt

$$I_G(y, z) = I_0 e^{-\frac{2(y-y_l)^2}{w_{0,y}^2} - \frac{2(z-z_l)^2}{w_{0,z}^2}}. \quad (\text{B.10})$$

y_l und z_l sind dabei die relativen Positionen des Strahlprofils relativ zum Zentrum der Atomwolke. $w_{0,y}$ ist nicht die bereits erwähnte Strahltaile des Lightsheets (für den 778nm Laser), sondern die Strahltaile der Einhüllenden I_G . Die Angabe der Strahltaillen in vertikaler Richtung¹⁵³ beziehen sich auf das Hauptmaximum von I_{mod} .

Unter der Annahme, dass der Einbruch in der Atomzahldichte proportional sowohl zur Intensitätsverteilung $I_{mod}(y, z)$ als auch zur Atomzahldichte ohne Einbruch $n_{ref}(y, z)$ ist, ergibt sich folgende Modellfunktion für die Anpassung des gemessenen Dichteprofiles mit Einbruch $n_e(y, z)$

$$n_e(y, z) = n_{ref}(y, z) \cdot (1 - \kappa I_{mod}(y, z)) \quad (\text{B.11})$$

mit einer Proportionalitätskonstante κ . Die zweidimensionale Dichteverteilung $n_{ref}(y, z)$ bei gegebener Flugzeit t_{tof} ist gemäß Gleichung 4.8 gegeben.

Abb. B.6 zeigt exemplarisch das Ergebnis einer solchen Messung.

Die Flugzeit von 8.3ms wurde dabei so gewählt, dass bei der gewählten Justage der Ionisationslaserposition das Strahlprofil des zusätzlichen Abbildungslichts, welches über die Faser des 778nm Lasers eingekoppelt wurde, in der Absorptionsabbildung sichtbar war¹⁵⁴.

153: $w_{0,y} = 12.5\mu\text{m}$ für den 778nm Laser und $w_{0,y} = 22.0\mu\text{m}$ für den 1064nm Laser

154: Es besteht eine gewisse Toleranz bezüglich der Flugzeit. Die Bedingung lautet nur, dass das Strahlprofil im Absorptionbild sichtbar sein muss. Die 8.3ms waren dahingehend gewählt, dass dieses möglichst mittig in der Wolke sichtbar war, was aber nicht zwingend erforderlich ist.

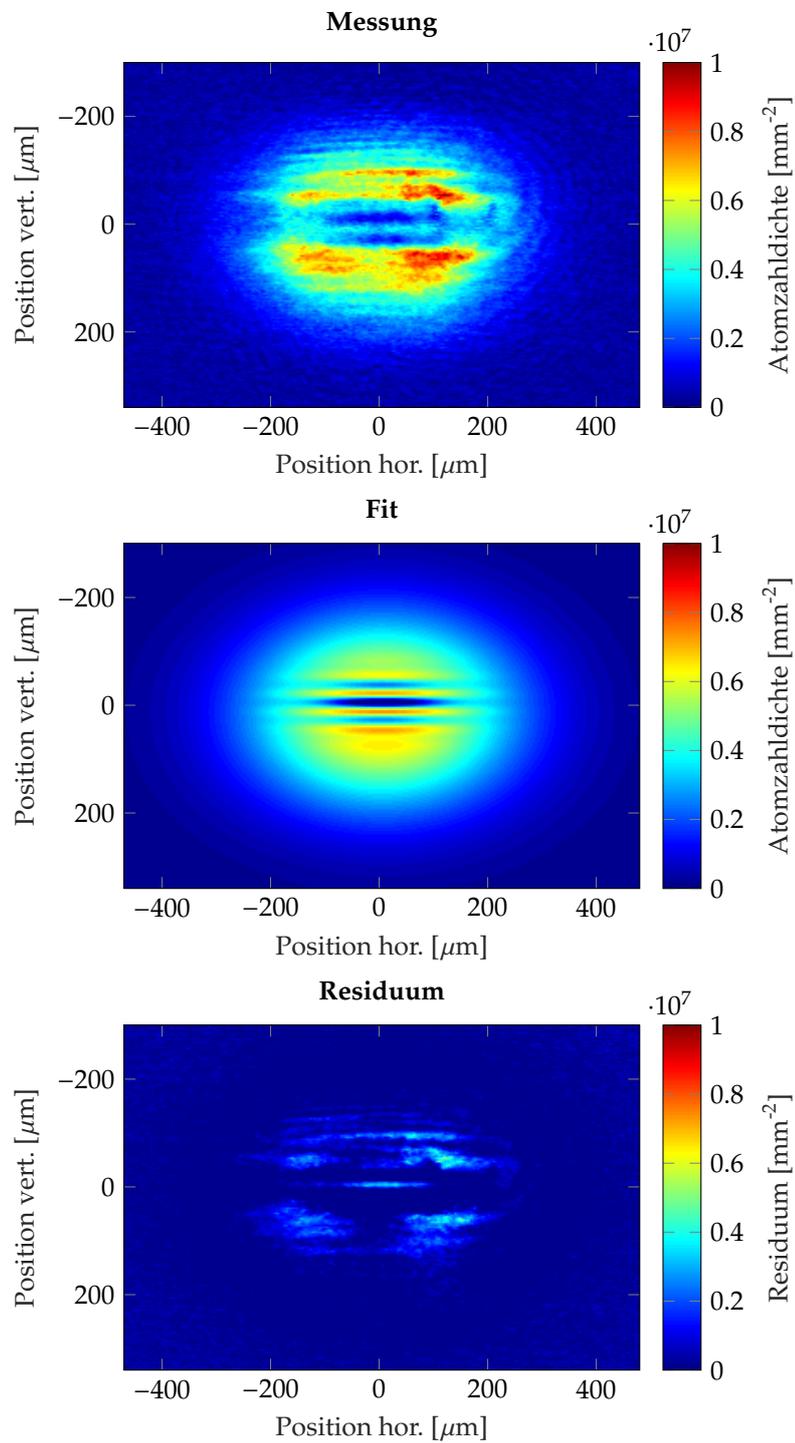


Abbildung B.6: Vergleich der Messung zur partiellen Dichtereduktion (oben) und dem Fit gemäß Gleichung B.11 (Mitte) sowie das Residuum (unten). Die Messung der atomaren Dichteverteilung in der Absorptionsabbildung wurde bei einer Flugzeit von 8.3ms durchgeführt. Für den Fit wurden N , T , ω_y , κ , I_0 und y_l sowie z_l als freie Parameter zugelassen. Das Residuum zeigt eine allgemein gute Übereinstimmung von Messung und Fit.

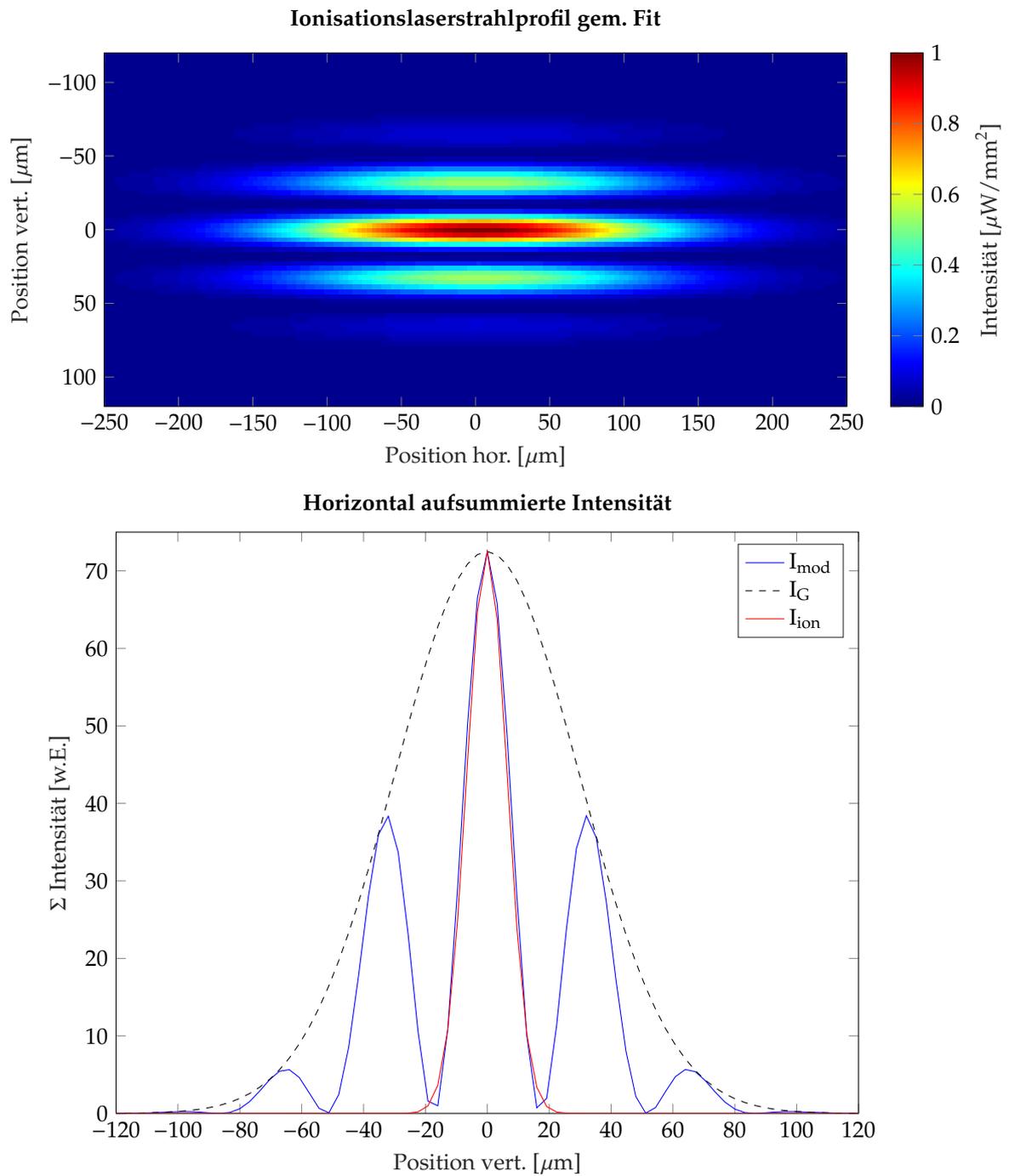


Abbildung B.7: Strahlprofil der Ionisationslaser aus dem Fit gemäß Abb. B.6 in arbiträren Einheiten (oben) sowie in horizontaler Richtung aufsummiertes Strahlprofil (unten), welches die Modulation gemäß Gleichung B.9 verdeutlicht. Sowohl qualitativ als auch quantitativ – bzgl. der Modulationsperioden – ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der Messung des Strahlprofil wie in Abb. B.5.

Das obere Bild in Abb. B.6 zeigt die Messung, das mittlere die Anpassung mit der Modellfunktion aus Gleichung B.11 und das untere das Residuum zwischen Messung und Anpassung. Das ermittelte Strahlprofil des Ionisationslasers – gemessen mit Abbildungslicht – findet sich in Abbildung B.7: oben das 2D-Profil, unten der Verlauf der entlang der horizontalen Achse aufsummierten Intensitäten. Freie Parameter des Fits waren neben den Wolkenparametern und Positionen die Strahltaillen $\tilde{w}_{0,y}$ und $w_{0,z}$ von I_G (schwarze gestrichelte Kurve in Abb. B.6) und die Modulationsperiode y_P von I_{mod} (blaue Kurve). Über einen gaußförmigen Fit an das Hauptmaximum von I_{mod} lässt sich I_{ion} (rote Kurve) und dessen Strahltaille $w_{0,y} = 13\mu\text{m}$ bestimmen, was sehr gut zu den Werten aus der Messung mit dem Beam Profiler passt. Für die Breite der Einhüllenden I_G ergab sich $\tilde{w}_{0,y} = 60\mu\text{m}$.

Aus einer Messung wie in Abb. B.6 kann die Position des Ionisationslasers an Hand der Lage des Maximums von I_{mod} bzw. I_{ion} präzise bestimmt werden. In einer separaten Messung kann die Fallenposition der Atomwolke (ohne Flugzeit) relativ dazu gemessen werden, woraus sich schließlich der Abstand der Ionisationslaser zu einer bestimmten Wolkenposition ergibt.

Dieses Verfahren ermöglicht es, die Ionisationslaserposition hinsichtlich der Detektionseffizienz und Hintergrundzählraten zu optimieren. Dies wird im folgenden Abschnitt durchgeführt.

Justage der vertikalen Position des Lightsheets

Für eine gegebene Fallenposition können nun verschiedene vertikale Abstände der Ionisationslaser relativ zu dieser fixen Position eingestellt und gemäß dem eben beschriebenen Verfahren bestimmt werden. Dabei muss für jede vertikale Justageposition des Lightsheets eine passende Flugzeit gefunden werden, wie Abb. B.3 anschaulich darstellt. Für jede Einstellung der vertikalen Ionisationslaserposition wurden die Detektionseffizienz und die Hintergrundzählrate gemessen.

Zur Bestimmung der Detektionseffizienz wurden Atome über Mikrowelleneinstrahlung aus der Wolke ausgekoppelt (vgl. Kapitel 5). Die Referenzatomzahl N_0 sowie die Atomzahl nach Auskopplung N_{red} wurden durch die Absorptionsabbildung bestimmt. Die Detektionseffizienz α_{det} gemäß Gleichung 4.16 beschreibt das Verhältnis der über die Einzelatomdetektion nachgewiesenen Atome N_{det} zur Anzahl ausgekoppelter Atome $N_{aus} = N_0 - N_{red}$

$$\alpha_{det} = \frac{N_{det}}{N_{aus}}. \quad (\text{B.12})$$

Unter der Annahme, dass die Optimierung der vertikalen Ionisationslaserposition einen möglichst guten Kompromiss zwischen hohen Detektionseffizienzen α_{det} und niedrigen Hintergrundzählraten Γ_h realisieren soll, wurde als Optimierungsparameter das Verhältnis der Detektionseffizienz zur auf die Detektionseffizienz normierten Hinter-

grundzählrate $\tilde{\Gamma}_h(d) = \frac{\Gamma_h(d)}{\alpha_{det}(d)}$ ¹⁵⁵ betrachtet

$$\xi(d) = \frac{\alpha_{det}(d)}{\tilde{\Gamma}_h(d)} = \frac{\alpha_{det}(d)}{\frac{I(d)}{\alpha_{det}(d)}} = \frac{\alpha_{det}(d)^2}{I(d)}, \quad (\text{B.13})$$

welches für eine Optimierung möglichst groß werden sollte. In Abb. B.8 sind oben links (blau) die Messergebnisse für die Abstandsabhängigkeit der korrigierten Hintergrundzählrate $\tilde{\Gamma}_h$ zu sehen. Da die Hintergrundzählraten linear oder quadratisch abhängig von der Laserintensität sind, ergibt sich die zugehörige Fitfunktion der Abstandsabhängigkeit aus Gleichung B.7¹⁵⁶. Oben rechts (rot) in Abb. B.8 sind hingegen die Ergebnisse für die Abstandsabhängigkeit der Detektionseffizienz dargestellt. Der Fit hierzu basiert auf Gleichung B.5, welche die Flugzeit eines Atoms zu den Ionisationslasern abschätzt, wobei die Detektionseffizienz als proportional zu dieser Flugzeit angenommen wird. Die Proportionalitätskonstante wird als freier Fitparameter zugelassen.

Für den Optimierungsparameter (untere Reihe, schwarze Kurve in Abb. B.8) ist die Streuung der Messdaten um die gefundene Modellkurve sehr groß. Das Modell ergibt einen geschätzten Optimalabstand der Ionisationslaser zu Fallenposition von etwa $300\mu\text{m}$, während die Messdaten eher für einen etwas größeren Abstand von etwa $550\mu\text{m}$ zur Fallenposition sprechen. In Anbetracht der Tatsache, dass für die Ionenbilder in dieser Arbeit verschiedene Fallenpositionen abgefahren werden, welche in vertikaler Richtung bis zu $200\mu\text{m}$ auseinanderliegen (s. Kapitel 8), wurde die Entscheidung für einen Abstand von $550\mu\text{m}$ getroffen, da hier für sämtliche später abgedeckte Wolkenpositionen die Hintergrundzählraten keine Rolle mehr spielen sollten. Die leichten Einbußen bezüglich der Detektionseffizienz im Vergleich zur Optimalposition im Modell werden hingenommen. Es sind insgesamt sehr wenige Datenpunkte aufgenommen worden, weil das Verfahren recht aufwändig war. Für jede vertikale Ionisationslaserposition musste zunächst eine andere Faser (Abbildungslicht) eingekoppelt und nachjustiert werden, um die Position formal bestimmen zu können. Daraufhin wurde wieder Ionisationslaserlicht eingekoppelt, nachjustiert und die entsprechenden Messungen hinsichtlich Detektionseffizienz und Hintergrundzählraten durchgeführt.

Dieses Verfahren kann im Übrigen auch für die Justage der Ionisationslaserposition entlang der optischen Achse (in x-Richtung) verwendet werden. Dabei wird auf eine Minimierung der Strahltaillen – also auf eine möglichst schmale Breite von I_{ion} – justiert.

155: Die Hintergrundzählrate Γ_h skaliert natürlich auch proportional zur Detektionseffizienz. Dieser Effekt wurde durch die Betrachtung von $\tilde{\Gamma}_h$ berücksichtigt.

156: Für die Auswertung wurde letztlich die quadratische Abhängigkeit des 778nm Lasers verwendet, da dieser eine offresonante Anregung in den ^{87}Rb $|5P_{3/2}, F=2\rangle$ anregen kann, von welchem die Atome gegebenenfalls in den $F=1$ Grundzustand zerfallen können.

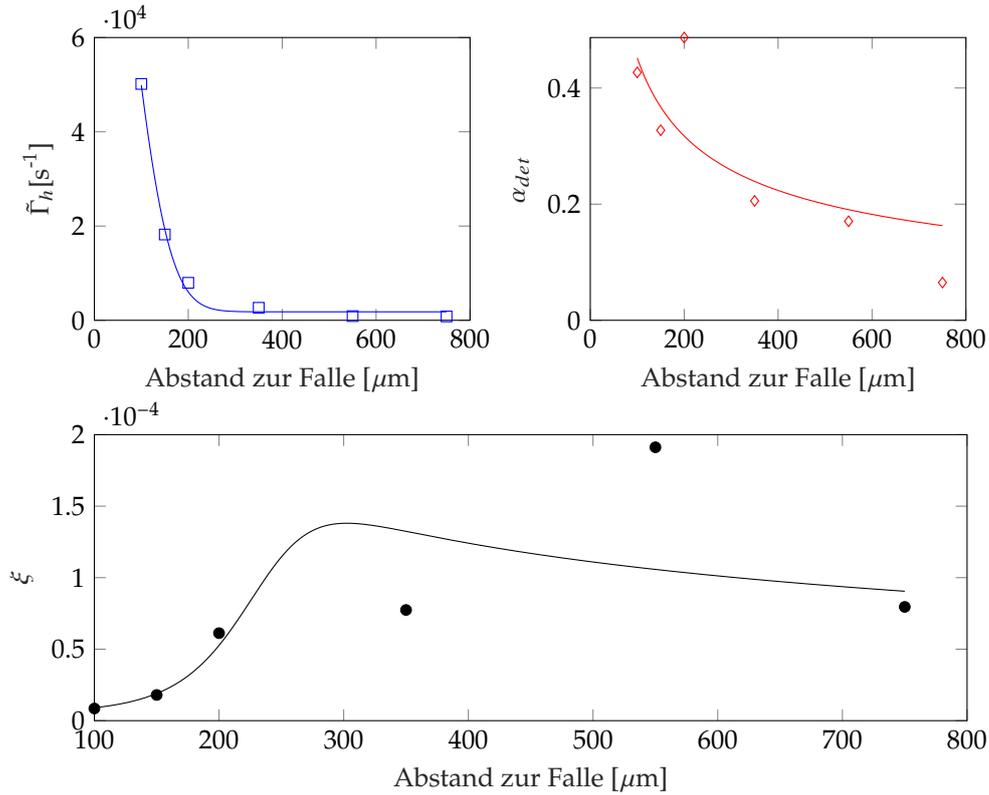


Abbildung B.8: Messung der Abstandabhängigkeit der Hintergrundzählraten und Detektionseffizienz zur Optimierung des Abstandes der Ionisationslaser zu einer gegebenen Fallenposition. Jede Ionisationslaserposition wurde über den in Abb. B.6 gezeigten Fit bestimmt. Im linken oberen Teil der Abbildung (blaue Quadrate) sind die um die Detektionseffizienz korrigierten Hintergrundzählraten gegen den Abstand der Ionisationslaser von der Fallenposition aufgetragen. Rechts oben (rote Diamanten) sind die gemessenen Detektionseffizienzen gegen den Abstand zu Fallenposition aufgetragen. Für die Anpassung der Theoriekurven wurde jeweils neben entsprechenden Proportionalitätsfaktoren die Breite des Lightsheets (d.h. von I_{ion}) als freier Parameter zugelassen: Für die Hintergrundzählraten entspricht dies der Strahltaile $w_{0,y}$ in Gleichung B.7 (blaue Kurve) und für die Detektionseffizienz der Breite Δd aus Gleichung B.5 (rote Kurve). Quantitativ passt die ermittelte Strahltaile mit $150\mu\text{m}$ eher zu I_G ($60\mu\text{m}$) als zu I_{ion} mit $13\mu\text{m}$. Unten ist schließlich der Optimierungsparameter aus Gleichung B.13 aufgetragen: die Datenpunkte (schwarze Punkte) berechnet aus den Messkurven der oberen Reihe, die Theoriekurve (schwarze Kurve) berechnet aus den entsprechenden Fits der oberen Reihe.

Zustandsdichte eines harmonischen Oszillators

C

C.1 Eindimensionale Betrachtung

Die Zustandsdichte ρ beschreibt allgemein das zugängliche Phasenraumvolumen für ein Teilchen der Masse m mit einer Gesamtenergie E in einem Potential $U(r)$

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dr dp \delta\left(E - U(r) - \frac{p^2}{2m}\right) \quad (\text{C.1})$$

Mit einer Substitution

$$x = \frac{p^2}{2m} \quad (\text{C.2})$$

$$p = \sqrt{2mx} \quad (\text{C.3})$$

$$\frac{dp}{dx} = \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{1}{\sqrt{x}} \quad (\text{C.4})$$

lässt sich Gleichung C.1 wie folgt umformen

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \sqrt{\frac{m}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} dr dx \frac{1}{\sqrt{x}} \delta(E - U(r) - x) \quad (\text{C.5})$$

$$= \frac{1}{2\pi\hbar} \sqrt{\frac{m}{2}} \int_{U(r) < E} dr \frac{1}{\sqrt{E - U(r)}}. \quad (\text{C.6})$$

Mit dem Potential des eindimensionalen harmonischen Oszillators der Frequenz ω

$$U(r) = \frac{1}{2} m \omega^2 r^2 \quad (\text{C.7})$$

gilt für Gleichung C.6

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \sqrt{\frac{m}{2}} \int_0^{\frac{2E}{m\omega^2}} \frac{dr}{\sqrt{E - \frac{1}{2} m \omega^2 r^2}} \quad (\text{C.8})$$

$$= \frac{1}{2\pi\hbar} \sqrt{\frac{m}{2}} \int_0^{\frac{2E}{m\omega^2}} \frac{1}{\sqrt{E}} \frac{dr}{\sqrt{1 - \frac{m\omega^2}{2E} r^2}} \quad (\text{C.9})$$

Insbesondere die obere Integralgrenze ergibt sich durch

$$U(\vec{r}) = E \quad (\text{C.10})$$

$$\frac{1}{2} m \omega^2 r^2 = E. \quad (\text{C.11})$$

Mit

$$A = \frac{2E}{m\omega^2} \quad (\text{C.12})$$

$$y = \frac{r}{A} \quad (\text{C.13})$$

$$r = Ay \quad (\text{C.14})$$

$$dr = A dy \quad (\text{C.15})$$

gilt für Gleichung C.9

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{1}{\sqrt{E}} \int_0^1 \frac{A dy}{\sqrt{1-y^2}}. \quad (\text{C.16})$$

Das Integral ist nun lösbar [128]

$$\int_0^1 \frac{dy}{\sqrt{1-y^2}} = \frac{\pi}{2}. \quad (\text{C.17})$$

Insgesamt ergibt sich für die Zustandsdichte des eindimensionalen harmonischen Oszillators

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{A}{\sqrt{E}} \cdot \frac{\pi}{2} \quad (\text{C.18})$$

$$= \frac{1}{4\hbar\omega} \quad (\text{C.19})$$

Insbesondere gilt

$$\rho(E) = \text{const.} \quad (\text{C.20})$$

C.2 Verallgemeinerung auf drei Dimensionen

Für die Verallgemeinerung in drei Dimensionen gilt nun mit einem Potential $U(\vec{r})$

$$\rho(E) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} d\vec{r} d\vec{p} \delta\left(E - U(\vec{r}) - \frac{\vec{p}^2}{2m}\right) \quad (\text{C.21})$$

$$= \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} d\vec{r} p^2 dp \delta\left(E - U(\vec{r}) - \frac{p^2}{2m}\right). \quad (\text{C.22})$$

Wiederum wird die Substitution

$$x = \frac{p^2}{2m} \quad (\text{C.23})$$

$$p = \sqrt{2mx} \quad (\text{C.24})$$

$$\frac{dp}{dx} = \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{1}{\sqrt{x}} \quad (\text{C.25})$$

verwendet. Damit gilt

$$\rho(e) = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} d\vec{r} 2mx \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{dx}{\sqrt{x}} \delta(E - U(\vec{r}) - x) \quad (\text{C.26})$$

$$= \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \sqrt{2m^{3/2}} \int_{U(\vec{r}) < E} d\vec{r} \sqrt{E - U(\vec{r})}. \quad (\text{C.27})$$

Für einen dreidimensionalen harmonischen Oszillator mit Schwingungsfrequenz ω gilt

$$U(\vec{r}) = \frac{1}{2} m \omega^2 r^2. \quad (\text{C.28})$$

Damit lässt sich Gleichung C.27 wie folgt schreiben

$$\rho(E) = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \sqrt{2m^{3/2}} 4\pi \int_0^{\sqrt{\frac{2E}{m\omega^2}}} dr r^2 \sqrt{E - \frac{1}{2} m \omega^2 r^2}. \quad (\text{C.29})$$

Um das Integral in Gleichung C.29 zu vereinfachen, wird folgende Substitution angewendet

$$A = \sqrt{\frac{2E}{m\omega^2}}. \quad (\text{C.30})$$

Mit

$$\kappa = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \sqrt{2m^{3/2}} 4\pi \quad (\text{C.31})$$

lässt sich Gleichung C.29 umschreiben zu

$$\rho(E) = \kappa \int_0^A dr r^2 \sqrt{E} \sqrt{1 - \frac{r^2}{A^2}}. \quad (\text{C.32})$$

Substituiert man schließlich noch

$$y = \frac{r}{A} \quad (\text{C.33})$$

$$r = Ay \quad (\text{C.34})$$

$$dr = A dy, \quad (\text{C.35})$$

so gilt schließlich

$$\rho(E) = \kappa \int_0^1 A dy A^2 y^2 \sqrt{E} \sqrt{1 - y^2} \quad (\text{C.36})$$

$$= \kappa \cdot A^3 \sqrt{E} \int_0^1 dy y^2 \sqrt{1 - y^2}. \quad (\text{C.37})$$

Das restliche Integral ist wieder lösbar [128]

$$\int_0^1 dy y^2 \sqrt{1 - y^2} = \frac{\pi}{16}. \quad (\text{C.38})$$

Insgesamt ergibt sich für die Zustandsdichte des dreidimensionalen harmonischen Oszillators

$$\rho(E) = \kappa \cdot A^3 \sqrt{E} \cdot \frac{\pi}{16} \quad (\text{C.39})$$

$$= \frac{E^2}{2(\hbar\omega)^3}. \quad (\text{C.40})$$

Insbesondere gilt

$$\rho(E) \sim E^2. \quad (\text{C.41})$$

Vermessung der Chipoberfläche

D

Für die experimentelle Bestimmung der relativen vertikalen Position der Nanochipoberfläche d_{nano} zur Atomchipoberfläche wurden Atomwolken zunächst über dem Quadrupolleiter präpariert und in einer konstanten Zeit von 200ms in vertikaler Richtung nach oben an eine Endposition d_{nano} verschoben, indem der Strom im Quadrupolleiter bei einem konstanten Strom $I_K = -5A$ in einer linearen Stromrampe verringert wurde. Im Anschluss wurden die Atome 500ms lang gehalten, bevor die Falle gelöst wurde und die Atome in *time-of-flight* per Absorptionsabbildung abgebildet wurden.

Die Rampen- und Haltedauern wurden so gewählt, dass die Atomwolken bei eben beschriebenem Kühlvorgang rethermalisieren können. Diese Messung wurde exemplarisch an einer axialen Position¹⁵⁹ durchgeführt.

Abb. D.1 zeigt die gewonnenen Daten, wobei die eingestellten Ströme gemäß Gleichung 3.13 in einen Abstand zur Atomchipoberfläche umgerechnet wurden. Der relative Abstand der Nanochipoberfläche zu Atomchipoberfläche d_{nano} ergibt sich durch Anpassung einer Kurve gemäß Gleichung 6.12 an die Daten, wobei die Abhängigkeit von der reduzierten Falltiefe U_0 aus einer Simulation der Falle wie in Kapitel 3.3 entnommen wurde. Der gefundene Wert ist $d_{nano} = 238\mu\text{m}$.

Ein weiterer freier Parameter der Anpassung war der Temperaturgradient g_T wie in Gleichung 6.13 definiert. Der durch die Anpassung gefundene Wert $g_T = 7 \frac{\text{nK}}{\mu\text{m}}$ liegt in derselben Größenordnung wie bei Michael Gierling¹⁶⁰ [57].

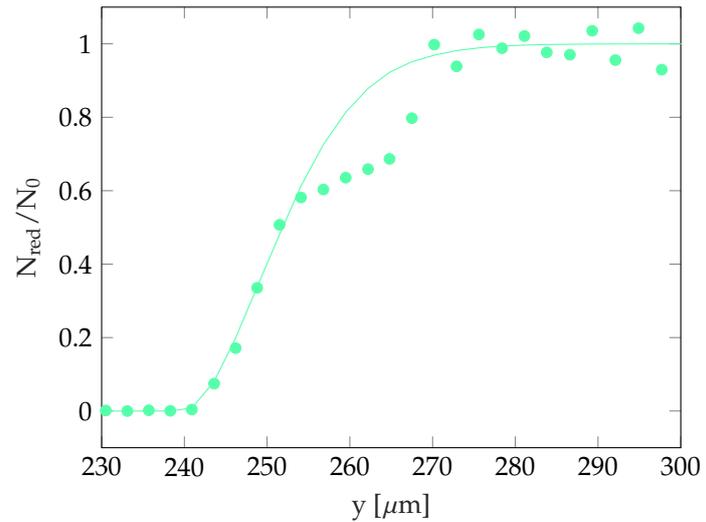
Diese Messung kann nun für verschiedene Positionen an der Nanochipoberfläche wiederholt werden. Für eine gegebene axiale Position wurde nun die Atomwolke mit einem transversalen (x-) Versatz präpariert und in einer schrägen Trajektorie an die Oberfläche herangefahren. Für die Bestimmung der Trajektorien aus den eingestellten Stromkonfigurationen sind die Simulation aus Kapitel 3.3 sowie die Kalibration der Auslenkung der Fallenposition mit einem homogenen Magnetfeld in y-Richtung aus Kapitel 7.1 nötig. Die Wolke trifft an verschiedenen Positionen – d.h. mit verschiedenen transversalen Auslenkungen relativ zum Quadrupolleiter QP2 – auf die Oberfläche, sodass nicht nur die relative Lage der Nanochip- zur Atomchipoberfläche bestimmt werden kann, sondern auch eine mögliche Verkippung oder Krümmung der Oberfläche bestimmt werden kann. Dass die Oberfläche gerade ist, kann man dabei als gegeben voraussetzen, da es sich im Prinzip um die Oberfläche eines maschinell hergestellten Siliziumwafers handelt. Eine leichte Verkippung auf Grund des Aufklebeverfahrens für den Nanochip wäre hingegen denkbar.

Die gewählten Trajektorien sind in Abb. D.2 oben dargestellt. Offensichtlich treffen die Atomwolken für unterschiedliche Spulenströme I_{BEC} an unterschiedlichen Stellen auf die Oberfläche, sodass sich die Form der Oberfläche ermitteln lässt, welche durch die hellrote Linie oben in Abb. D.2 dargestellt ist.

159: i.e. $29\mu\text{m}$ nach T4

160: Hierbei ist zu beachten, dass ein positives Vorzeichen von g_T bei Annäherung an die Chipoberfläche – d.h. für kleiner werdende y-Werte – für eine Verringerung der Temperatur sorgt.

Abbildung D.1: Messung zur Bestimmung der Lage der Nanochipoberfläche relativ zur Atomchipoberfläche. Die Messung wurde über dem Quadrupolleiter QP2 durchgeführt. Dargestellt ist die durch das Öffnen der Falle reduzierte Atomzahl gemäß Gleichung 6.12 gegenüber dem Abstand zur Atomchipoberfläche. Der Knick in den Messdaten deutet in Anlehnung an die Ergebnisse der Dissertation von Michael Gierling [57] auf die Anwesenheit eines Partikels an der Oberfläche hin. Spätere Messungen in Kapitel 9 können diese Vermutung bestätigen.



Die einzelnen Messkurven zur Bestimmung der Oberflächenposition analog zu Abb. D.1 sind für jede Trajektorie mit den zugehörigen Fits in den unteren beiden Reihen von Abb. D.2 zu sehen. Die Farben entsprechen dabei den Farben der Trajektorien. Analog zur Auswertung in Abb. D.1 ergibt sich die relative Lage der Nanochipoberfläche durch eine Anpassung an die Daten mit d_{nano} und g_T als freien Parametern. g_T behält denselben Wert wie bei Abb. D.1 bei, während d_{nano} über die verschiedenen Trajektorien hinweg eine leichte Streuung zeigt

$$d_{nano} = 237 \pm 1.7 \mu\text{m}. \quad (\text{D.1})$$

161: Größere Unebenheiten sind auf Grund der Prozessierung unwahrscheinlich (vgl. Kap. 2.4). Eine Verkipfung der Oberfläche wäre zwar durch die einseitige Verklebung des Nanochips denkbar, wird aber bei der Diskussion vernachlässigt.

Die gefundene Oberflächenposition $237 \mu\text{m}$ unterhalb der Atomchips erscheint plausibel. Laut Angaben der Arbeitsgruppe Weig in Konstanz besitzt das Substrat des Nanochips eine Dicke von $150 \mu\text{m}$. Hinzu kommt eine unbekannte Kleberschichtdicke. Das Plausibilitätskriterium für das in Kapitel 7.1 gefundene Modell und die entsprechende Kalibration, dass die Oberfläche eben und gerade sein sollte¹⁶¹, ist also sehr gut erfüllt.

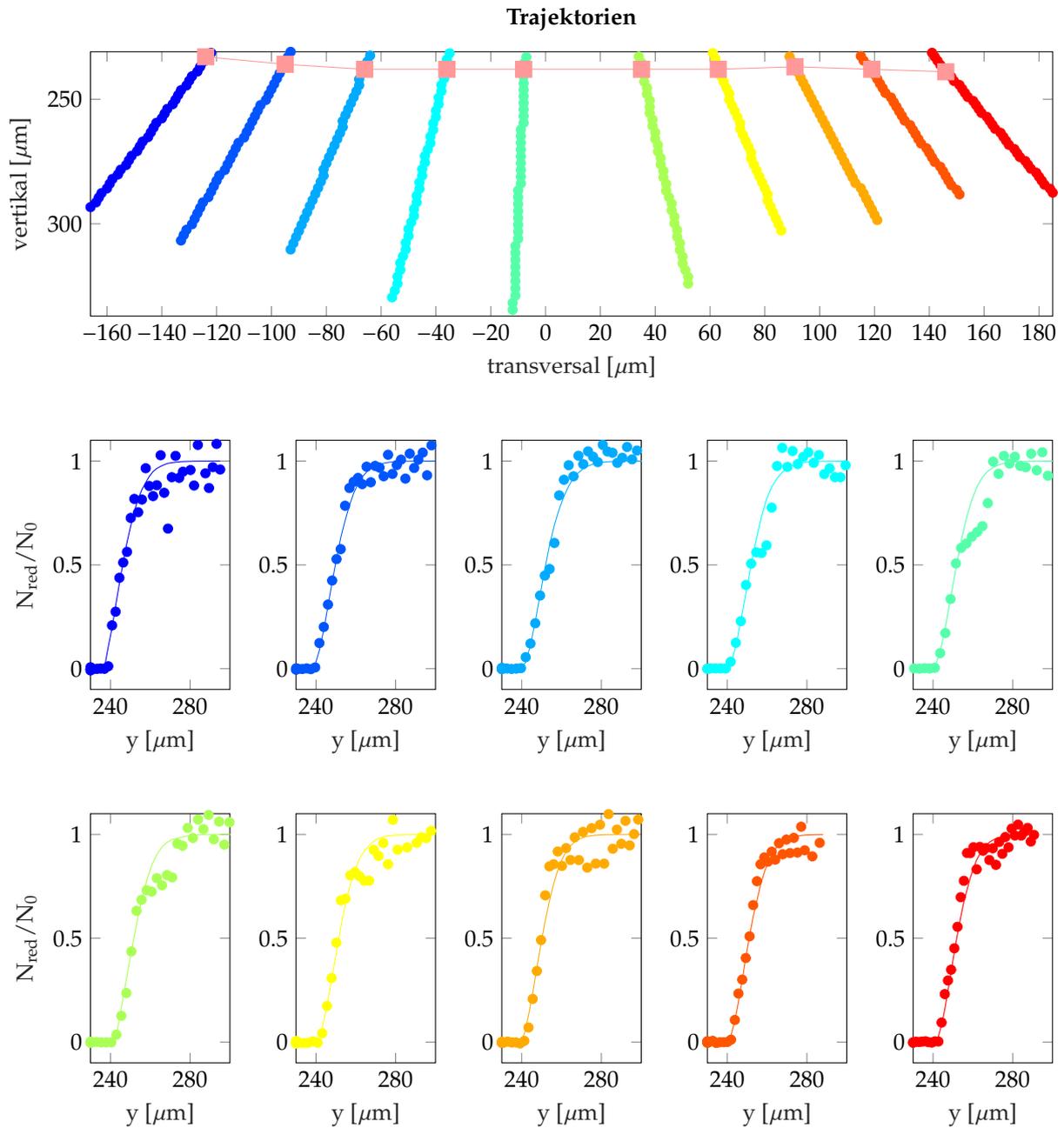


Abbildung D.2: Vermessung der Nanochipoberfläche. In der oberen Abbildung sind die abgefahrenen Trajektorien dargestellt, welche sich aus dem Positionierungsmodell und den gefundenen freien Parametern gemäß Kapitel 7.1 ergab. Die unteren beiden Reihen zeigen die gemessenen Atomzahlen entlang der Trajektorien. Hierbei wurden dieselben Farben für Trajektorien und Messkurven verwendet. Die gemäß Abb. D.1 für jede Trajektorie gefundene Oberflächenposition ist in der oberen Grafik farblich abgesetzt (hellrot). Es zeigt sich ein nur sehr schwach verkrümmter Verlauf der Oberfläche, was für die Plausibilität der in Kapitel 7.1 gefundenen Parameter spricht. Die Einbrüche in einigen der gemessenen Atomzahlkurven sprechen für eine zusätzliche Struktur auf der Oberfläche [57] - evtl. Staub oder Reste der zerstörten Nanobalken.

Axiale Positionierung

E

In Bezug auf die axiale Positionierung der Atomwolke am Atomchip ist die Position des Aufhängepunkts von Balken 1 von besonderem Interesse. Während die Mikroskopaufnahmen des Atomchipzusammenbaus aus Kapitel 2 (insbesondere Abb. 2.11) bereits einen groben Schätzwert für die relative Position des Aufhängepunkts bezüglich der axialen Referenzposition T4 liefert, wird nun ein experimentelles Verfahren vorgestellt, mit dem sich diese Position quantitativ nachvollziehbar bestimmen lässt. Die Ergebnisse zeigen letztlich jedoch eine sehr gute Übereinstimmung mit der bereits getroffenen Schätzung.

E.1 Messung der Orientierung relativ zu den Transportleitern

Das hier vorgestellte Verfahren ähnelt dem Verfahren zur Bestimmung der Ionisationslaserposition aus Kapitel B.2. Bei der hier vorgestellten Methode wird jedoch ein zusätzlicher Laserstrahl, der sogenannte Positionierungsstrahl, durch die Ionenoptik – d.h. senkrecht zum Abbildungsstrahlengang – zeitgleich zur Abbildung in Gravitationsrichtung eingestrahlt (vgl. Abb. E.1). Als Positionierungsstrahl wird der Laserstrahl für die interferometrische Messung der Nanobalkenschwingung aus Kapitel 2.4 verwendet.

Im Gegensatz zum weiten Strahldurchmesser des Abbildungsstrahles ist der senkrechte Positionierungsstrahl auf die Nanochipoberfläche fokussiert, um die Positionierungsgenauigkeit zu erhöhen. Die Justage des Positionierungsstrahls erfolgt über die in Abb. 2.12 und Abb. 2.13 beschriebene Abbildung des Nanochips, in welcher der Positionierungsstrahl als heller Fleck in Erscheinung tritt. Abb. E.2 zeigt die Justage für zwei verschiedene Positionen auf der Goldstruktur des Nanochips. Für die Aufnahme der Bilder wurde die Leistung des Positionierungsstrahles soweit verringert, dass die etwaige Größe des Fokuspunktes – d.h. der auf der CCD-Kamera sichtbare Bereich des Gaußstrahles, welcher dem $1/e^2$ Strahlradius entspricht – ersichtlich ist¹⁶³. Die relative Größe des Strahldurchmessers zu den Abmessungen des Aufhängepunktes kann als grobe Richtlinie für die Abschätzung der Genauigkeit des hier demonstrierten Verfahrens dienen: je kleiner der Strahldurchmesser, desto genauer kann die Position des Aufhängepunktes bestimmt werden.

Wiederum entsteht auf Grund der Streuung des resonanten, zusätzlich eingestrahlt Lichtes durch die Atomwolke ein partieller Einbruch im Dichteprofil der Wolke. In diesem Fall skaliert dieser Einbruch jedoch nicht mit dem Intensitätsquerschnitt, sondern mit einem Intensitätsverlauf entlang der optischen Achse des Positionierungsstrahls. Für eine Auswertung der Messung wurde das Modell aus Kapitel B.2 deswegen auf folgende Weise angepasst.

163: Bei einer Übersättigung der CCD-Kamera lässt sich die wahre Größe des Fokus nicht mehr sinnvoll abschätzen.

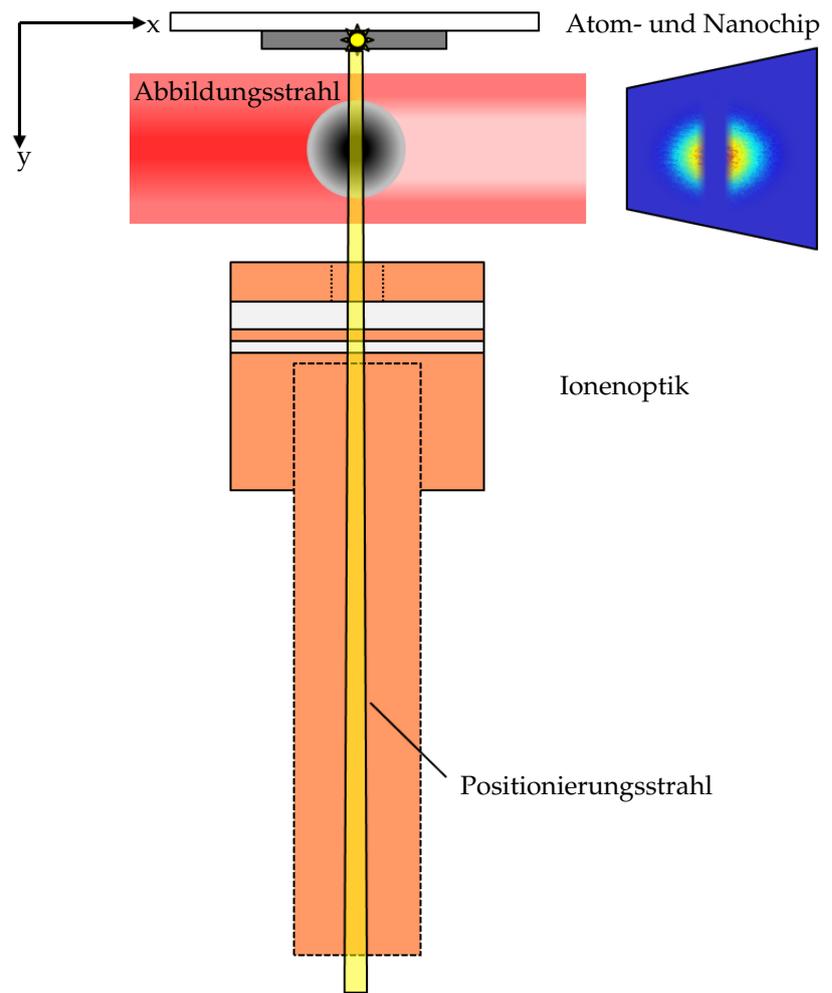


Abbildung E.1: Schematische Darstellung der Messmethode zur Bestimmung der axialen Position des Aufhängepunkts. Es handelt sich hierbei um eine Abwandlung der Darstellung in Abb. B.4. Das zusätzliche Abbildungslicht des Positionierungsstrahls wird hier jedoch senkrecht zur Abbildungsrichtung eingestrahlt, sodass statt dem Querschnitt die Ausbreitung des Laserstrahls in das Dichteprofil der Atomwolke gemäß Gleichung B.11 eingepreßt wird.

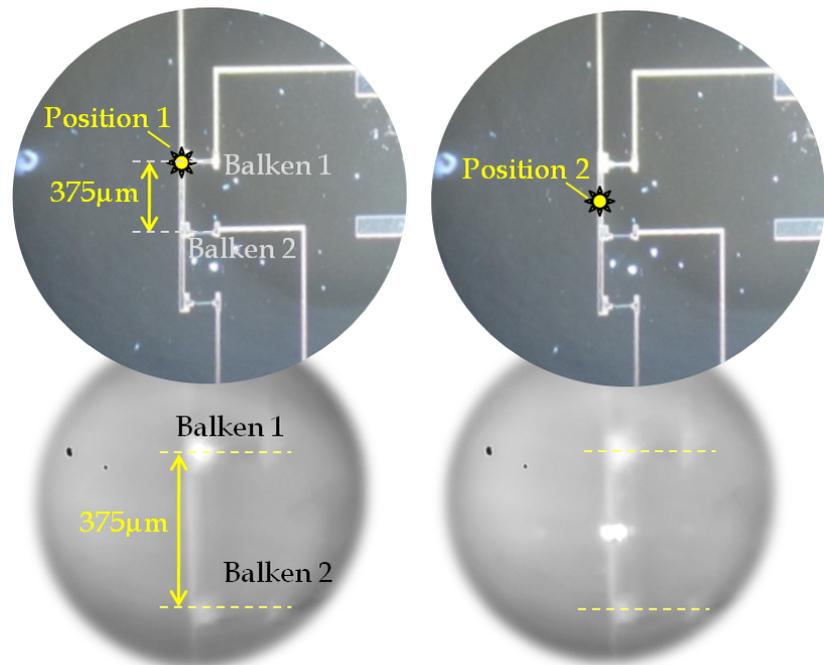


Abbildung E.2: Unten: Abbildung der Nanochipoberfläche durch die Ionenoptik wie in Abb. 4.2 bei zwei verschiedenen Justagen des Positionierungsstrahles (links: Position 1 über dem Aufhängepunkt von Balken 1, rechts: Position 2 ungefähr in der Mitte zwischen den beiden Aufhängepunkten von Balken 1 und 2). Oben jeweils zu Vergleichszwecken die entsprechende Aufnahme durch das Mikroskop vor Einbau in die Vakuumkammer mit Markierungen der Positionierungsstrahlpositionen.

Die Intensität des Positionierungsstrahls, welcher sich in y -Richtung ausbreitet, ist gegeben durch

$$I_{pos}(y, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(y)} \right)^2 e^{-\frac{2(z-z_0)^2}{w_0^2}}, \quad (\text{E.1})$$

wobei $w(y) = w_0 \sqrt{1 + ((y - y_0)/y_R)^2}$ die $1/e^2$ Breite des Strahls an einer beliebigen Stelle entlang der optischen Achse ist. $y_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ ist die Rayleigh-Länge bezogen auf eine Wellenlänge $\lambda = 780\text{nm}$. y_0 und z_0 beschreiben Referenzen mit Bezug auf den Schwerpunkt der Dichterverteilung der Atome. Für das Dichteprofil der Atomwolke unter Einstrahlung des Positionierungsstrahls $n_e(y, z)$ gilt analog zu Gleichung B.11

$$n_e(y, z) = n_{ref}(y, z) \cdot (1 - \kappa_{pos} I_{pos}(y, z)) \quad (\text{E.2})$$

mit einer Proportionalitätskonstante κ_{pos} . Die Leistung des Strahles I_0 des Positionierungsstrahls wurde dahingehend gewählt, dass die gemessene atomare Dichte innerhalb der Wolke nicht auf Null abfällt. Dies wäre für Leistungen der Fall, bei welchen der Abbildungsübergang bereits durch den Positionierungsstrahl gesättigt ist, und die Wolke somit für das Abbildungslicht vollständig transparent ist. Es ist also sichergestellt, dass die relative Position des Positionierungsstrahls zur Atomwolke und dessen Strahltille korrekt ermittelt werden kann. Das Ergebnis einer Anpassung an die Daten ist in den Abbildungen E.3 und E.4 zu sehen. Als freie Parameter zur Anpassung zugelassen wurden w_0 , y_0 , z_0 und κ_{pos} . Die Wolkenparameter wie die Atomzahl N und die Temperatur T , sowie die Referenzposition der Atomwolke wurden aus den Referenzmessungen extrahiert. Die axiale Position des Positionierungsstrahls relativ zur Absorptionsabbildung ergibt sich schließlich durch den Parameter z_0 . Dies kann mit Hilfe einer Kalibration (vgl. Abb. E.5) in eine Position relativ zu T4 umgerechnet werden. Dafür wird die Messung sowie die Anpassung für unterschiedliche Wolkenpositionen wiederholt. Die gefundenen Werte für die Position des Positionierungsstrahls sind unabhängig von der Position der Wolke und zeigten insgesamt eine Streuung von lediglich $7.3\mu\text{m}$.

Aus den Daten konnte ebenfalls eine Kalibration des Abstandes von Transportleiter T4 vorgenommen werden, welcher durch eine Simulation bekannt ist. Abb. E.5 zeigt das Ergebnis für den betrachteten Bereich. Von der gemessenen Position des Positionierungsstrahls kann somit auf eine laut Simulation gegebene Position zurückgerechnet werden – d.h. auf eine Kombination der Ströme in den Transportleiterpaaren T2-T6 und T1-T5. Dementsprechend befindet sich der Positionierungsstrahl bei einer axialen Position von $219\mu\text{m}$.

Es ist mit dieser Methode gelungen, die axiale Position des Positionierungsstrahls zu bestimmen, der wiederum auf eine Oberflächenstruktur der Wahl – in diesem Fall der Aufhängepunkt von Balken 1 auf dem Nanochip – ausgerichtet wurde. Durch die Kalibration der Simulationen wie in Abb. E.5 dargestellt ist letztlich bekannt, welche Stromwerte für die Transportleiter eingestellt werden müssen, um die Atomwolke zumindest in axialer Richtung über der gewünschten

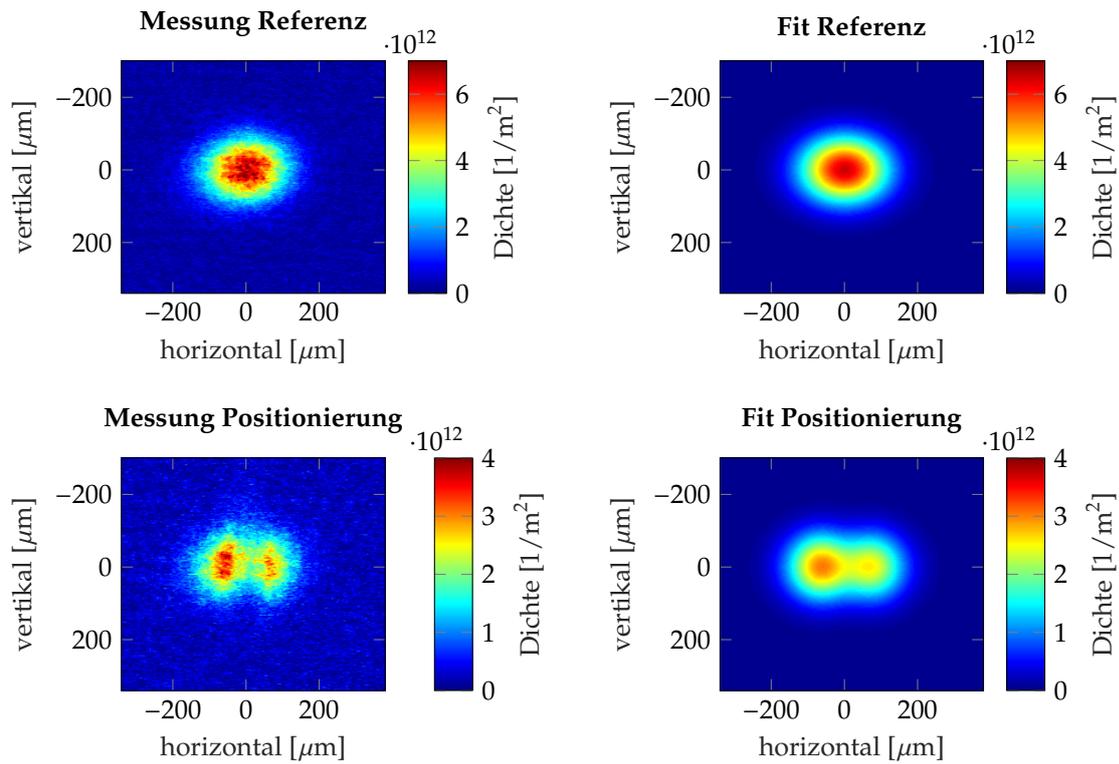


Abbildung E.3: Links: Absorptionsabbildung (10ms Flugzeit) mit (unten) und ohne (oben) Positionierungsstrahl an Position 1 gemäß Abb. E.2. Jeweils rechts daneben: Fits nach Gleichung E.2. Aus der Referenzmessung ohne Positionierungsstrahl ergeben sich die Wolkenparameter N und T , sodass im unteren Fit nur noch I_0 bzw. κ_{pos} , y_0 , z_0 und w_0 aus Gleichung E.2 als freie Parameter zugelassen wurden.

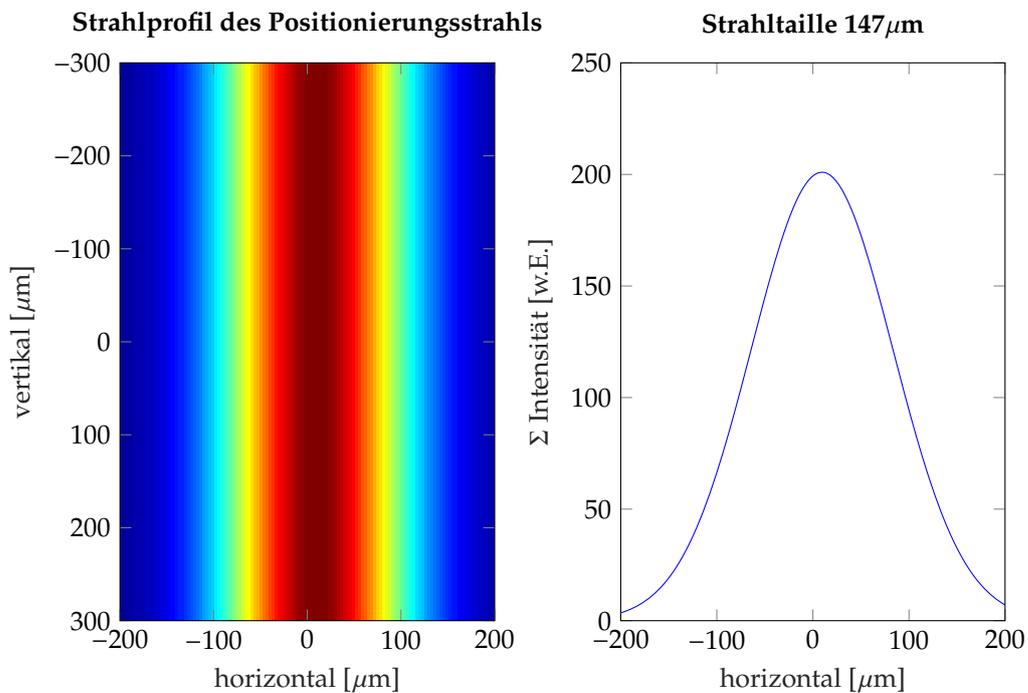


Abbildung E.4: Strahlprofil des Positionierungsstrahls, welches sich aus dem Fit gemäß Abbildung E.3 ergibt, oben dargestellt in der Abbildungsebene, unten als vertikal aufsummierte Intensität.

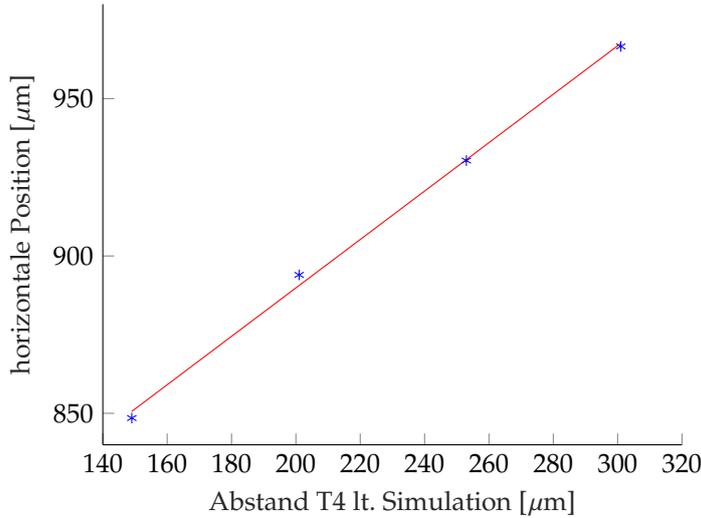


Abbildung E.5: Vergleicht man die Wolkenpositionen in der Absorptionsabbildung mit den Simulationsdaten zur axialen Positionierung aus Kapitel 3.4, so ergibt sich wie erwartet ein linearer Zusammenhang. T4 befindet sich in der relativen Justage der Absorptionsabbildung bei einer horizontalen Position von $736\mu\text{m}$. Die Steigung der Kurve ist mit 0.77 deutlich kleiner als die erwartete Steigung von 1 .

Struktur zu positionieren.

Eine Parallaxe auf Grund der Justage des Positionierungsstrahls ist bei diesem Verfahren nicht vollständig auszuschließen. Der Abschätzung dieses Effekts dient die Skizze in Abb. E.6. Schlimmstenfalls, wenn sich die Wolke an einem Punkt am Rande des abzubildenden Bereichs befindet, lässt sich die maximale Parallaxe z_{par} im Verfahren wie folgt abschätzen.

$$z_{par} = d_{Wolke} \cdot \sin \varphi \quad (\text{E.3})$$

$$\approx 52.5\mu\text{m}, \quad (\text{E.4})$$

wobei φ gegen ist durch

$$\tan \varphi = \frac{d_{Ab}}{d_{tot}} \quad (\text{E.5})$$

$$= \frac{3\text{mm}}{57\text{mm}}, \quad (\text{E.6})$$

und d_{Wolke} der Abstand der Wolke von der Nanochipoberfläche zum Zeitpunkt der Abbildung¹⁶⁴, d_{Ab} die maximal mögliche horizontale Abweichung, welche sich aus dem halben Durchmesser der Ionenblende und dem halben Durchmesser der unteren Öffnung der Rohrelektrode zusammensetzt, und d_{tot} der Abstand zwischen der Nanochipoberfläche und der Unterseite des Kontaktierungsaufbaus der Rohrelektrode ist, durch welchen der Positionierungsstrahl hindurchgeleitet wird.

Eine weitere Verzerrung könnte durch die Tatsache entstehen, dass die Absorptionsbilder mit einer Flugzeit von 10ms aufgenommen wurden. Innerhalb dieser Flugzeit sind die Atome bereits etwa $490\mu\text{m}$ gefallen. Würde die Wolke auf Grund schlecht justierter Abschaltflanken der Stromquellen für die Fallenleiter schräg fallen, so müsste dies bei der Auswertung berücksichtigt werden. Dies wurde jedoch justiert, sodass die Atomwolke in der Expansion keine zusätzlichen Beschleunigungen außer der Gravitation erfährt. Eine kürzere Flugzeit als die gewählten 10ms war nicht möglich, da die optische Dichte der Wolke dann für eine Anpassung gemäß Gleichung E.2 zu hoch gewesen wäre.

164: Hierbei wird ein Abstand von $500\mu\text{m}$ von der Fallenposition zur Oberfläche und ein Fallweg bis zur Absorptionsabbildung von ebenfalls $500\mu\text{m}$ angenommen.

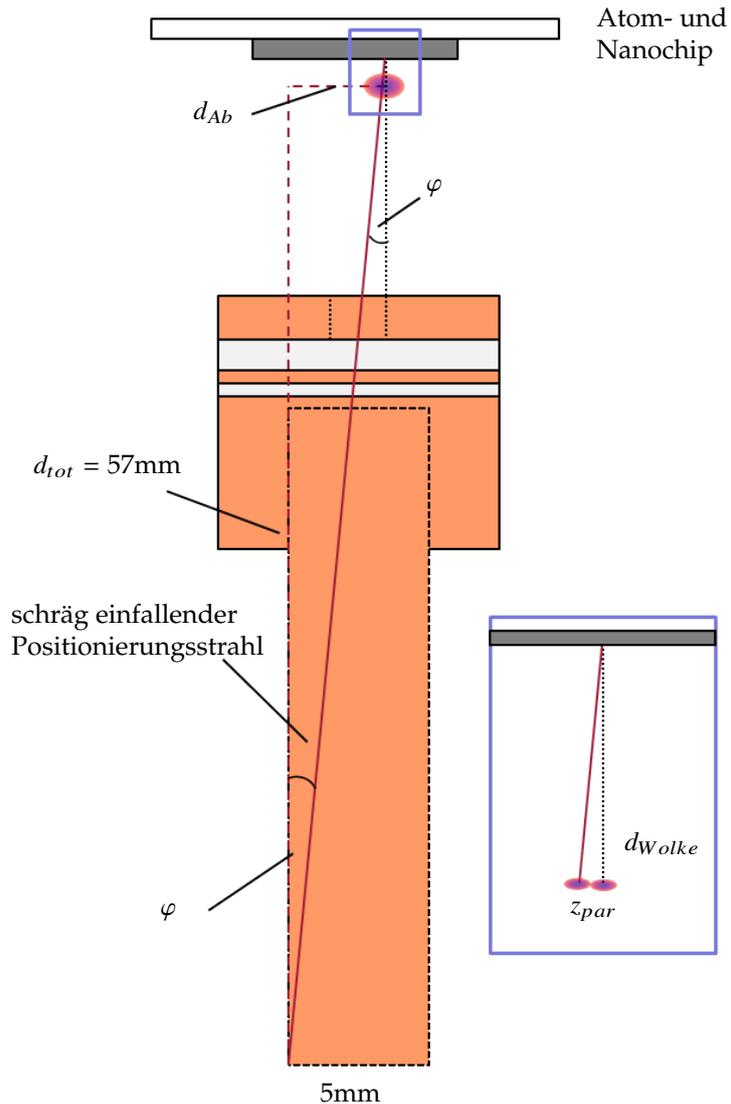


Abbildung E.6: Schematische Darstellung der maximal möglichen Parallaxe im Verfahren zur Bestimmung der axialen Position. Die Parallaxe ergibt sich, wenn der Positionierungsstrahl nicht senkrecht – wie in Abb. E.1 angenommen – sondern unter einem Winkel φ durch die Ionenoptik hindurchgeht. Dargestellt ist hier der denkbar schlechteste Fall, bei welchem sich die mit dem Positionierungsstrahl anvisierte Position am Rande des Ionenlochs befindet, und φ maximal unter der Bedingung wird, dass der Strahl noch durch die Ionenoptik hindurchkommt.

Dieselbe Methode lässt sich ebenfalls für eine Positionierung in transversaler (x -) Richtung anwenden. Wie in Kapitel 3.3 erklärt, wird dabei die Atomwolke durch Variation des BEC-Spulenstromes I_{BEC} auf einer Kreisbahn um den Quadrupolleiter herum bewegt. Jedoch kann man in diesem Fall nicht sehen, wann der Positionierungsstrahl in dieser Dimension mittig auf die Wolke trifft, da die Absorptionsabbildung die x -Richtung nicht auflösen kann. Man kann somit für die Positionierung in dieser Richtung lediglich auf einen maximalen Einbruch in der Atomzahldichte justieren. Dieser wurde für Position 1 gemäß Abb. E.2 bei $I_{BEC} = -0.1\text{A}$ und für Position 2 bei $I_{BEC} = -0.03\text{A}$ gefunden. Gemäß der in Kapitel 2.4 vorgestellten Nanochipgeometrie müssen diese beiden Punkte in transversaler Richtung einen Abstand von $187.5\mu\text{m}$ haben. Dies kann ebenfalls zur Verifikation des in Abschnitt 7.1 beschriebenen Modells und der dort gefundenen Parameter verwendet werden.

Qualitative Abschätzung der Genauigkeit des Verfahrens

Die Genauigkeit dieses Verfahrens setzt sich grundsätzlich aus drei Beiträgen zusammen.

- ▶ Die Genauigkeit, mit welcher der Positionierungsstrahl gezielt auf eine Struktur gerichtet werden kann, ist durch die Fokusgröße und die Schärfe der Abbildung, welche als Justagegrundlage genutzt wird, limitiert. Da aber die Größe des Aufhängepunkts mit etwa $50\mu\text{m}$ mal $50\mu\text{m}$ bekannt ist, muss die Strahltaile des Positionierungsstrahls deutlich kleiner als $50\mu\text{m}$ sein. Dass der Strahl den Aufhängepunkt grundsätzlich trifft, ist jedoch trotz der Unschärfe der Abbildung erkennbar. Vgl. Abb. E.2.
- ▶ Die Position des Dichteeinbruchs kann, wie soeben demonstriert, bis auf wenige μm genau bestimmt werden und ist der am wenigsten limitierende Faktor.
- ▶ Eine Parallaxe durch verkippte Einfädung des Positionierungsstrahls kann nicht ausgeschlossen werden. Die abgeschätzten $52.5\mu\text{m}$ sind aber sehr pessimistisch abgeschätzt und außerdem für die Justage z.B. von Position 1 nicht zutreffend, da sich diese eher in der Mitte des Abbildungsbereiches als an dessen Rand befindet. Eine Parallaxe von schlimmstenfalls $40\mu\text{m}$ wäre demnach eher realistisch.

Ultrakalte Atomwolken haben bei der in dieser Arbeit verwendeten Fallenkonfiguration am Atomchip üblicherweise Abmessungen von $25\mu\text{m}$ bis $50\mu\text{m}$ in axialer Richtung. Zudem weisen auch die zu untersuchenden Goldstrukturen Abmessungen in der Größenordnung von $50\mu\text{m}$ auf. Selbst unter Berücksichtigung der soeben diskutierten Ungenauigkeiten des vorgestellten Verfahrens zur axialen Positionierung sollte damit sichergestellt sein, dass die axiale Positionierung der Wolke experimentell hinreichend gut kontrollierbar ist, um einen Überlapp der Wolke mit einer Struktur auf dem Nanochip – wie beispielsweise dem Aufhängepunkt von Balken 1 – zu gewährleisten.

Flugzeitsimulation

F

F.1 Flugzeit eines Ions zum Detektor

In diesem Abschnitt soll die Flugzeit eines Ions zum Detektor berechnet werden, welches durch den Einzelatomdetektionsmechanismus aus Kapitel 4.2 im Bereich der Ionisationslaser entstanden ist. Zunächst wird das Ion durch die Extraktorblende stark beschleunigt, an welcher eine Spannung $U_{ext} = 40V$ anliegt. Gemäß dem Prinzip einer Elektronen- oder Ionenkanone wird ein $^{87}\text{Rb}^+$ Ion der Masse m und mit der Elementarladung e mit einer Kraft

$$F_e = e * E_{ext} \quad (\text{F.1})$$

$$= \frac{eU_{ext}}{d_{Blende}} \quad (\text{F.2})$$

auf einer Wegstrecke d_{Blende} zur Blende beschleunigt. Die Flugzeit beträgt

$$t_{ext} = \sqrt{\frac{2d_{Blende} \cdot m}{F_e}} \quad (\text{F.3})$$

$$= \sqrt{\frac{2md_{Blende}^2}{eU_{ext}}} \quad (\text{F.4})$$

und das Ion hat danach eine Geschwindigkeit

$$v_e = \frac{F_e}{m} t_{ext} \quad (\text{F.5})$$

$$= \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{ext}}. \quad (\text{F.6})$$

Die anfängliche Geschwindigkeit durch den freien Fall zu den Ionisationslasern kann vernachlässigt werden und ist einige Größenordnungen kleiner. Die Gesamtflugzeit von der Ionisation zum Detektor setzt sich aus t_{ext} und der anschließenden Flugzeit durch die Ionenoptik t_{optik} zusammen. Wenn man davon ausgeht, dass die Ionen nach Durchschreiten der Extraktorblende nicht weiter beschleunigt, sondern nur noch gelenkt werden, so beträgt die Gesamtflugzeit

$$t_{ges} = t_{ext} + t_{optik} \quad (\text{F.7})$$

$$= t_{ext} + \frac{d_{det}}{v_e}, \quad (\text{F.8})$$

wobei d_{det} die Strecke von der Extraktorblende zum Channeltron ist. Mit $d_{Blende} = 1\text{cm}$ und $d_{det} = 5\text{cm}$ beträgt die die Flugzeit $5.6\mu\text{s}$.

F.2 Simulation der Flugzeit zu den Ionisationslasern

In diesem Abschnitt werden die Flugzeiten zu den Ionisationslasern simuliert. Die Atome sollen dabei durch eine Radiofrequenzkaskade wie in Kapitel 8.2 aus der Falle am Atomchip ausgekoppelt werden und die Magnetfelder während der Auskopplung noch angeschaltet sein. In diesem Fall sieht das Atom für $m_F \neq 0$ zusätzlich zur Gravitation ein magnetisches Potential, welches das Atom im Fall $m_F < 0$ sogar aus der Falle heraus beschleunigt. Diese Dynamik lässt sich nicht mehr durch einen freien Fall beschreiben, da das Potential orts- und somit während des Falls auch zeitabhängig wird. Die Fallbewegung $y(t)$ lässt sich unter der Annahme, dass sich das Atom lediglich in vertikaler Richtung bewegt¹⁶⁶, mittels Gleichung 8.11 durch Kenntnis des Gesamtfallenpotentials lösen. Dazu wurde der Gradient – und somit die auf die fallenden Atome wirkende magnetische Kraft – aus dem Potential bestimmt. Da der Potentialverlauf durch die in Kapitel 3.3 dargestellte Simulation nicht analytisch gegeben ist, wurde dieses Problem numerisch gelöst.

166: Diese Annahme ist vertretbar, da die Gradienten laut Abb. ?? in vertikaler Richtung am steilsten sind.

Es wird die Annahme getroffen, dass das Atom aus der Ruhe ($v(0) = 0$) an der Fallenposition y_F gestartet ist. Die Bewegungsgleichung wurde für jeden Punkt der Trajektorie zum Spulenstrom $I_{BEC} = -0.07A$ simuliert. Dies ist in Abb. F.1 exemplarisch für einen Quadrupollstrom $I_Q = 0.88A$ dargestellt. Die gefundenen Ergebnisse für die Flugzeiten t_F sind in Abb. F.2 zu finden. Die Flugzeiten t_F ergeben sich aus den Bewegungsgleichungen $y(t)$ durch

$$y(t_F) = 920\mu\text{m} - y_F. \quad (\text{F.9})$$

Untersucht wurden alle Zustände außer dem anfänglich gefangenen $m_F = 2$. Der $m_F = 1$ Zustand ist zwar ebenfalls ein *low-field-seeker*, es stellt sich jedoch heraus, dass das Fallenpotential für diesen Zustand im unteren Teil der Trajektorien teilweise¹⁶⁷ auf Grund der Gravitation kein lokales Minimum aufweist. In diesen Fällen ist auch der $m_F = 1$ Zustand als ungefangener Zustand zu betrachten, der jedoch retardiert im Vergleich zu einem freien Fall fällt. Es ergeben sich Flugzeiten im Bereich von 23 - 30ms bei vertikalen Fallenabständen zum Atomchip von 420 - 460 μm , wie Abb. F.2 zu entnehmen ist.

167: Dies ist abhängig von I_{BEC} , wie in Kapitel 9.2 erläutert wurde.

Es zeigt sich, dass die Flugzeiten für die beiden antiegefangenen $m_F < 0$ Zustände mit 6 - 8ms ($m_F = -2$) bzw. 7 - 9ms ($m_F = -1$) für entsprechende Abstände deutlich kleiner als die gemessenen Flugzeiten aus Kapitel 8.2 von 10 - 12ms sind.

Für das Experiment ergibt sich die wesentliche Erkenntnis, dass im Falle einer Radiofrequenzaukoppplung der ungefangene $m_F = 0$ Zustand bei den ausgekoppelten Atomen im Ionensignal dominiert.

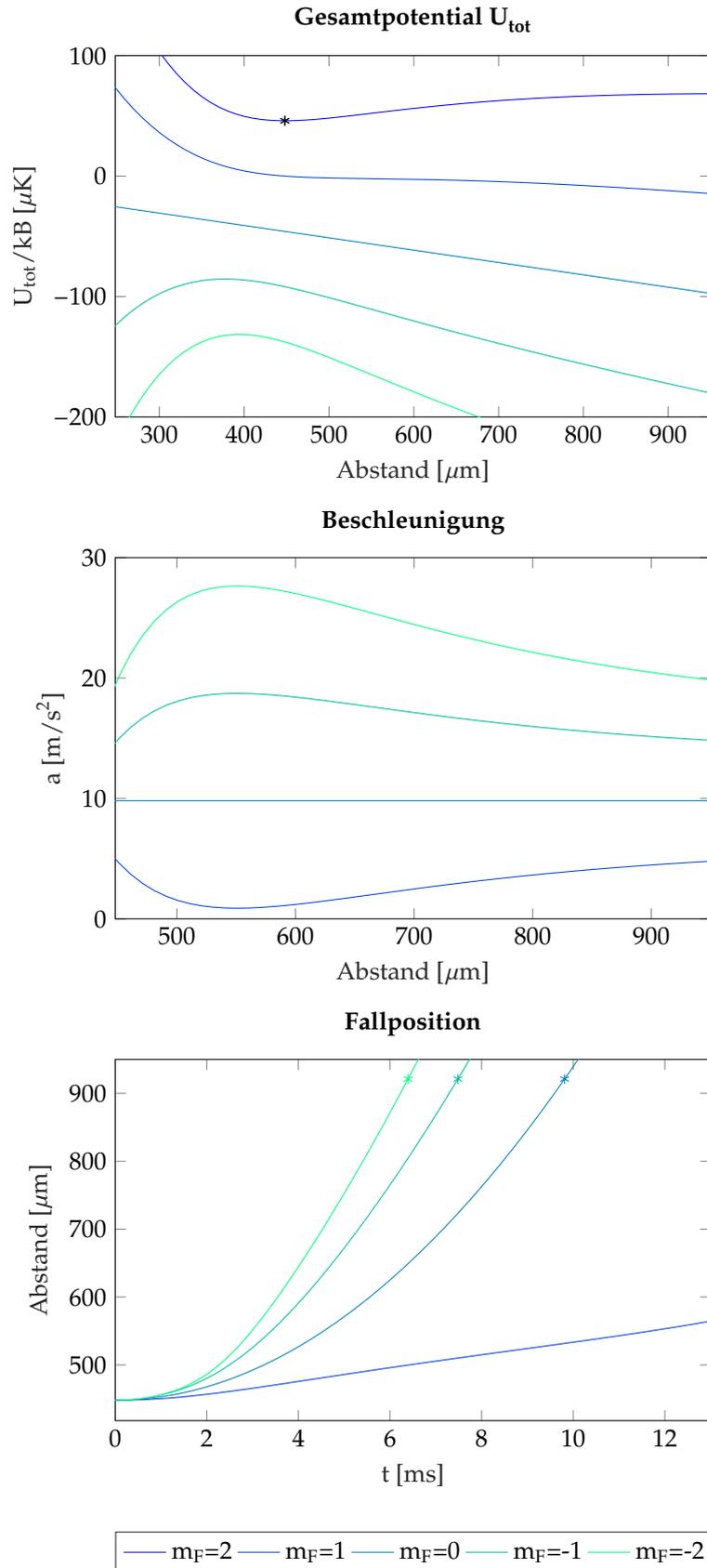


Abbildung F.1: Simulation zur Bestimmung der Flugzeit zu den Ionisationslasern für $I_Q = 0.88\text{A}$. Es sind die vertikalen Potentialverläufe für alle magnetischen Unterzustände m_F (oben), die sich daraus ergebenden ortsabhängigen Beschleunigungen (Mitte) sowie die Zeitentwicklung der Position während des Falles nach der Auskopplung ($t = 0$) dargestellt. Die Startposition des Atoms aus der Fallenposition ist oben durch einen schwarzen Punkt gekennzeichnet. Die Berechnung der Flugzeit wie in Abb. F.2 dargestellt erfolgte an Hand eines parabelförmigen Fits.

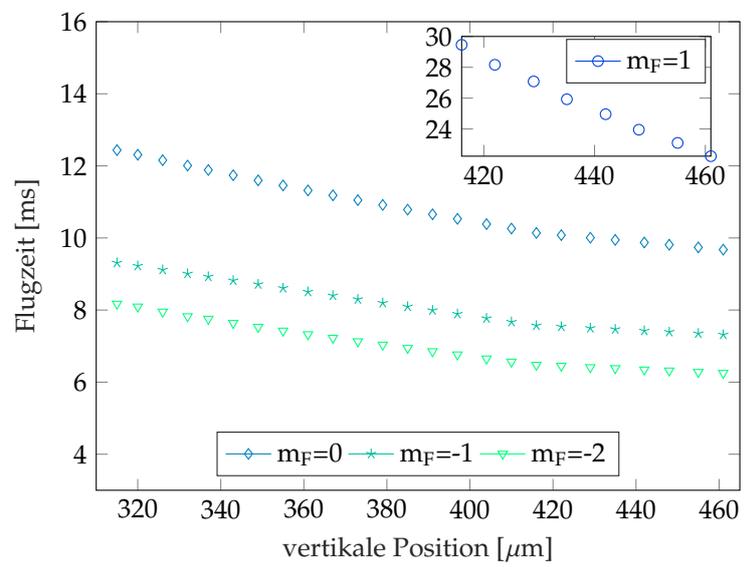


Abbildung E.2: Flugzeiten nach Auskopplung eines Atoms in Abhängigkeit der vertikalen Fallenposition für verschiedene m_F .

REFERENZEN

Literaturverzeichnis

- [1] A. Günther et al. „Combined chips for atom optics“. In: *Phys. Rev. A* 71, 063619 (2005) (siehe S. v, vii, 5, 11, 12, 14, 15, 36).
- [2] A. Günther et al. „Observing quantum gases in real time: Single-atom detection on a chip“. In: *Phys. Rev. A* 80, 011604(R) (2009) (siehe S. v, vii, 37, 41).
- [3] A. Stibor et al. „Single-atom detection on a chip: from realization to application“. In: *New Jour. Phys.* 12, 065034 (2010) (siehe S. v, vii, 5, 14, 37, 39, 40, 121, 134).
- [4] P. Federsel et al. „Spectral response of magnetically trapped Bose gases to weak microwave fields“. In: *Phys. Rev. A* (2015) (siehe S. v, vii, 5, 45, 48, 49, 51, 53, 55, 94, 101, 116, 117, 121, 135, 137).
- [5] P. Federsel et al. „Noise spectroscopy with a quantum gas“. In: *Phys. Rev. A* 95, 043603 (2017) (siehe S. v, vii, 5, 84, 122, 123, 137).
- [6] O. Kálmán et al. „Quantum galvanometer by interfacing a vibrating nanowire and cold atoms“. In: *Nano Lett.* 12, 435 (2012) (siehe S. v, vii, 5, 45, 123, 124).
- [7] E. M. Weig M. J. Seitner K. Gajo. „Damping of metallized bilayer nanomechanical resonators at room temperature“. In: *Appl. Phys. Lett.* 105, 213101 (2014) (siehe S. v, vii, 6, 20, 21).
- [8] Y. Lin et al. „Impact of the Casimir-Polder Potential and Johnson Noise on Bose-Einstein Condensate Stability Near Surfaces“. In: *Phys. Rev. Lett.* 92, 050404 (2004) (siehe S. v, vii, 45, 62–65, 67, 113, 117, 118).
- [9] S. Palacios Alvarez M. W. Mitchell. „Colloquium: Quantum limits to the energy resolution of magnetic field sensors“. In: *Rev. Mod. Phys.* 92, 021001 (2020) (siehe S. v, vii, 3, 4, 123).
- [10] D. Le Sage et al. „Optical magnetic imaging of living cells“. In: *Nature* 496, 486–489 (2013) (siehe S. 1).
- [11] K. Jensen et al. „Non-invasive detection of animal nerve impulses with an atomic magnetometer operating near quantum limited sensitivity“. In: *Scient. Rep.* 6, 29638 (2016) (siehe S. 1).
- [12] M. Hämmäläinen et al. „Magnetoencephalography—theory, instrumentation, and applications to noninvasive studies of the working human brain“. In: *Rev. Mod. Phys.* 65, 413 (1993) (siehe S. 1).
- [13] F. Yang et al. „Scanning Quantum Cryogenic Atom Microscope“. In: *Phys. Rev. Applied* 7, 034026 (2017) (siehe S. 1, 2, 4).
- [14] J. Love. „Magnetic monitoring of earth and space“. In: *Physics Today* 61, 2, 31 (2008) (siehe S. 1).
- [15] I. Jakobi et al. „Measuring broadband magnetic fields on the nanoscale using a hybrid quantum register“. In: *Nature Nanotechnology* 12, 67–72 (2017) (siehe S. 1).
- [16] S. Bodenstedt et al. „Nanoscale Spin Manipulation with Pulsed Magnetic Gradient Fields from a Hard Disc Drive Writer“. In: *Nano Lett.* 2018, 18, 9, 5389–5395 (2018) (siehe S. 1).
- [17] Y. Hu et al. „Sensitive magnetometry reveals inhomogeneities in charge storage and weak transient internal currents in Li-ion cells“. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 117 (20) 10667–10672 (2020) (siehe S. 1).
- [18] P. Kehayias et al. „A physically unclonable function using NV diamond magnetometry and micromagnet arrays“. In: *J. Appl. Phys.* 127, 2039041 (2020) (siehe S. 1, 124).
- [19] Research und Markets. *Quantum Magnetometer Markets: 2020 to 2029*. 2020 (siehe S. 1).
- [20] R. L. Fagaly. „Superconducting quantum interference device instruments and applications“. In: *Rev. Scient. Instr.* 77, 101101 (2006) (siehe S. 1).
- [21] M. Buchner et al. „Tutorial: Basic principles, limits of detection, and pitfalls of highly sensitive SQUID magnetometry for nanomagnetism and spintronics“. In: *J. Appl. Phys.* 124, 161101 (2018) (siehe S. 1).

- [22] B.D. Josephson. „Possible new effects in superconductive tunnelling“. In: *Phys. Lett.* 1, 7, 251-253 (1962) (siehe S. 1).
- [23] T. M. Tierney et al. „Optically pumped magnetometers: From quantum origins to multi-channel magnetoencephalography“. In: *NeuroImage* 199, 598-608 (2019) (siehe S. 2, 4).
- [24] I. K. Kominis et al. „A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer“. In: *Nature* 422, 596–599 (2003) (siehe S. 2).
- [25] R. Zhang et al. „Recording brain activities in unshielded Earth’s field with optically pumped atomic magnetometers“. In: *Science Advances* 6, 24, eaba8792 (2020) (siehe S. 2).
- [26] J. Martin et al. „Generation and detection of fluorescent color centers in diamond with submicron resolution“. In: *Appl. Phys. Lett.* 75, 3096 (1999) (siehe S. 2).
- [27] C. Kurtsiefer et al. „Stable Solid-State Source of Single Photons“. In: *Phys. Rev. Lett.* 85, 290 (2000) (siehe S. 2).
- [28] J. M. Taylor et al. „High-sensitivity diamond magnetometer with nanoscale resolution“. In: *Nat. Phys.* 4, 810–816 (2008) (siehe S. 2).
- [29] C. L. Degen. „Scanning magnetic field microscope with a diamond single-spin sensor“. In: *Appl. Phys. Lett.* 92, 243111 (2008) (siehe S. 2).
- [30] J. R. Maze et al. „Nanoscale magnetic sensing with an individual electronic spin in diamond“. In: *Nature* 455, 644–647 (2008) (siehe S. 2).
- [31] L. Rondin et al. „Magnetometry with nitrogen-vacancy defects in diamond“. In: *Rep. Prog. Phys.* 77, 056503 (2014) (siehe S. 2).
- [32] N. Fabbri S. Hernández-Gómez. „Quantum Control for Nanoscale Spectroscopy With Diamond Nitrogen-Vacancy Centers: A Short Review“. In: *Front. Phys.* 8, 610868 (2021) (siehe S. 2, 4).
- [33] V. Vuletic J. Reichel, Hrsg. *Atom Chips*. WILEY-VCH Verlag, 2011 (siehe S. 2, 12).
- [34] J. Fortágh et al. „Surface effects in magnetic microtraps“. In: *Phys. Rev. A* 66, 041604(R) (2002) (siehe S. 2, 45, 109).
- [35] S. Wildermuth et al. „Microscopic magnetic-field imaging“. In: *Nature* 435, 440 (2005) (siehe S. 2, 5, 123).
- [36] P. Krüger et al. „Cold atoms close to surfaces: measuring magnetic field roughness and disorder potentials“. In: *J. Phys.: Conf. Ser.* 19 009 (2005) (siehe S. 2, 123).
- [37] S. Wildermuth et al. „Sensing electric and magnetic fields with Bose-Einstein condensates“. In: *Appl. Phys. Lett.* 88, 264103 (2006) (siehe S. 2).
- [38] W. Ketterle. „Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser“. In: *Rev. Mod. Phys.* 74, 1131 (2002) (siehe S. 2, 11).
- [39] P. Böhi et al. „Imaging of microwave fields using ultracold atoms“. In: *Appl. Phys. Lett.* 97, 051101 (2010) (siehe S. 3, 4, 123).
- [40] M. Vengalattore et al. „High-Resolution Magnetometry with a Spinor Bose-Einstein Condensate“. In: *Phys. Rev. Lett.* 98, 200801 (2007) (siehe S. 3, 4).
- [41] M. Ueda Y. Kawaguchi. „Spinor Bose–Einstein condensates“. In: *Physics Reports* 520, 5, 253-381 (2012) (siehe S. 3).
- [42] J. M. Higbie et al. „Direct Nondestructive Imaging of Magnetization in a Spin-1 Bose-Einstein Gas“. In: *Phys. Rev. Lett.* 95, 050401 (2005) (siehe S. 3).
- [43] D. Robbes. „Highly sensitive magnetometers – a review“. In: *Sensors and Actuators A* 129, 1–2, 86-93 (2006) (siehe S. 3, 123).
- [44] S. C. Mukhopadhyay A. Grosz M. J. Haji-Sheikh, Hrsg. *High Sensitivity Magnetometers*. Springer, 2017 (siehe S. 4).

- [45] P. Federsel. „Quantensensorik mit kalten Atomen“. Diss. Universität Tübingen, 2016 (siehe S. 5, 41, 135).
- [46] Z. Darázs et al. „Parametric Amplification of the Mechanical Vibrations of a Suspended Nanowire by Magnetic Coupling to a Bose-Einstein Condensate“. In: *Phys. Rev. Lett.* 112, 133603 (2014) (siehe S. 6, 45).
- [47] L. J. LeBlanc A. Tretiakov. „Magnetic-field-mediated coupling and control in hybrid atomic-nanomechanical systems“. In: *Phys. Rev. A* 94, 043802 (2016) (siehe S. 6).
- [48] P. Treutlein et al. „Hybrid Mechanical Systems“. In: *Cavity Optomechanics - Nano- and Micromechanical Resonators Interacting with Light*. Hrsg. von M. Aspelmeyer et al. Springer, Berlin, Heidelberg, 2014 (siehe S. 6).
- [49] Y. Wang et al. „Magnetic Resonance in an Atomic Vapor Excited by a Mechanical Resonator“. In: *Phys. Rev. Lett.* 97, 227602 (2006) (siehe S. 6).
- [50] P. Treutlein et al. „Bose-Einstein Condensate Coupled to a Nanomechanical Resonator on an Atom Chip“. In: *Phys. Rev. Lett.* 99, 140403 (2007) (siehe S. 6, 45).
- [51] C. Montoya et al. „Resonant interaction of trapped cold atoms with a magnetic cantilever tip“. In: *Phys. Rev. A* 91, 063835 (2015) (siehe S. 6).
- [52] K. Chang et al. „Nanoscale Imaging of Current Density with a Single-Spin Magnetometer“. In: *Nano Lett.* 2017, 17, 4, 2367–2373 (2017) (siehe S. 6).
- [53] C. J. Foot. *Atomphysik*. Oldenbourg Verlag, 2011 (siehe S. 11, 27).
- [54] A. Günther. „Materiewellenoptik mit Bose-Einstein-Kondensaten auf Mikrochips“. Diss. Universität Tübingen, 2008 (siehe S. 11, 13, 18, 37, 50, 67).
- [55] William D. Phillips. „Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms“. In: *Rev. Mod. Phys.* 70, 721 (1998) (siehe S. 12, 16).
- [56] A. Günther. „Integrierter Atom-Chip für ultrakalte Atome“. Diplomarbeit. Universität Tübingen, 2003 (siehe S. 12, 18, 33, 36).
- [57] M. Gierling. „Rastersondenmikroskopie mit ultrakalten Atomen“. Diss. Universität Tübingen, 2011 (siehe S. 12, 28, 59–62, 73, 78, 116, 149–151).
- [58] P. Schneeweiß. „Ultracold Thermal Atoms and Bose-Einstein Condensates Interacting with a Single Carbon Nanofiber“. Diss. Universität Tübingen, 2011 (siehe S. 12).
- [59] K. Dieckmann et al. „Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms“. In: *Phys. Rev. A* 58, 3891 (1998) (siehe S. 12).
- [60] C. Cohen-Tannoudji J. Dalibard. „Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: Simple theoretical model“. In: *J. Opt. Soc. Am.* 6, 2023 (1989) (siehe S. 12).
- [61] G. Baum et al. „Dual-Frequency Optical Pumping for Spin-Polarizing a Lithium Atomic Beam“. In: *Appl. Phys.* 21, 121 126 (1980) (siehe S. 12).
- [62] H. Ott. „Dynamik von Bose-Einstein-Kondensaten in anharmonischen Wellenleitern“. Diss. Universität Tübingen, 2003 (siehe S. 14).
- [63] David E. Pritchard. „Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy“. In: *Phys. Rev. Lett.* 51, 1336 (1983) (siehe S. 14).
- [64] C. V. Sukumar et al. „Spin-flip transitions in a magnetic trap“. In: *Phys. Rev. A* 56, 2451 (1997) (siehe S. 14, 30).
- [65] D. M. Brink et al. „Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap“. In: *Phys. Rev. A* 74, 035401 (2006) (siehe S. 14, 30).
- [66] W. Ketterle et al. „Evaporative Cooling of Trapped Atoms“. In: *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* 37, 181 (1996) (siehe S. 14, 73).

- [67] J. Fortágh. „Bose-Einstein Kondensate in magnetischen Mikrofallen“. Diss. Universität Tübingen, 2003 (siehe S. 14).
- [68] W. Ketterle et al. „Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates“. In: *Proceedings Enrico Fermi summer school, Varenna, Italy* (1998) (siehe S. 14, 37, 39).
- [69] D. A. Smith et al. „Absorption imaging of ultracold atoms on atom chips“. In: *Optics Express* 19, 9, 8471-8485 (2011) (siehe S. 14, 37).
- [70] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. B. G. Teubner, 2008 (siehe S. 16, 133).
- [71] T. Menold. „Einzel-Atom-Detektion in ultrakalten Quantengasen“. Masterarbeit. Universität Tübingen, 2015 (siehe S. 17, 40).
- [72] S. Chu et al. „Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure“. In: *Phys. Rev. Lett.* 55, 48 (1985) (siehe S. 17).
- [73] S. Chu et al. „Experimental Observation of Optically Trapped Atoms“. In: *Phys. Rev. Lett.* 57, 314 (1986) (siehe S. 17).
- [74] Maximilian J. Seitner. „Coherent dynamics and parametric effects in strongly coupled nanomechanical resonator modes“. Diss. Universität Konstanz, 2017 (siehe S. 20, 21).
- [75] T. Faust et al. „Nonadiabatic Dynamics of Two Strongly Coupled Nanomechanical Resonator Modes“. In: *Phys. Rev. Lett.* 109, 037205 (2012) (siehe S. 21).
- [76] T. Faust et al. „Coherent control of a classical nanomechanical two-level system“. In: *Nature Physics* 9, 485–488 (2013) (siehe S. 21).
- [77] M. L. Roukes K. L. Ekinci. „Nanoelectromechanical systems“. In: *Rev. Scient. Instr.* 76, 061101 (2005) (siehe S. 21).
- [78] S. van der Zant M. Herre. „Mechanical systems in the quantum regime“. In: *Phys. Rep.* 511, 5, 273-335 (2012) (siehe S. 21).
- [79] A. Cleland R. Knobel. „Nanometre-scale displacement sensing using a single electron transistor“. In: *Nature* 424, 291–293 (2003) (siehe S. 21).
- [80] C. Degen M. Poggio. „Force-detected nuclear magnetic resonance: recent advances and future challenges“. In: *Nanotechnology* 21, 342001 (2010) (siehe S. 21).
- [81] J. P. Kotthaus Q. P. Unterreithmeier T. Faust. „Damping of Nanomechanical Resonators“. In: *Phys. Rev. Lett.* 105, 027205 (2010) (siehe S. 21).
- [82] T. Faust et al. „Signatures of two-level defects in the temperature-dependent damping of nanomechanical silicon nitride resonators“. In: *Phys. Rev. B* 89, 100102(R) (2014) (siehe S. 21).
- [83] M. Reinschmidt. „Interferometric Readout of Nanomechanical Resonators for Hybrid Quantum Experiments“. Masterarbeit. Universität Tübingen, 2016 (siehe S. 22, 23, 25).
- [84] L. Ricci et al. „A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics“. In: *Opt. Comm.* 117, 541–549 (1995) (siehe S. 23).
- [85] C. Zimmermann J. Fortágh. „Magnetic microtraps for ultracold atoms“. In: *Rev. Mod. Phys.* 79, 235 (2007) (siehe S. 27, 60).
- [86] W. H. Wing. *Laser Cooled and Trapped Atoms*. Proceedings of the Workshop on Spectroscopic Applications of Slow Atomic Beams, 1983 (siehe S. 28).
- [87] A. Migdall et al. „First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms“. In: *Phys. Rev. Lett.* 54, 2596 (1985) (siehe S. 28).
- [88] K. Dieckmann. „Bose-Einstein Condensation with High Atom Number in a Deep Magnetic Trap“. Diss. Universität Amsterdam, 2001 (siehe S. 38).
- [89] M. P. A. Jones et al. „Spin Coupling between Cold Atoms and the Thermal Fluctuations of a Metal Surface“. In: *Phys. Rev. Lett.* 91, 080401 (2003) (siehe S. 45, 62).

- [90] D. M. Harber et al. „Thermally Induced Losses in Ultra-Cold Atoms Magnetically Trapped Near Room-Temperature Surfaces“. In: *J. Low Temp. Phys.* 133, 229 (2003) (siehe S. 45).
- [91] P. L. Richards. „Bolometers for infrared and millimeter waves“. In: *J. Appl. Phys.* 76, 1 (1994) (siehe S. 53).
- [92] A. Roy U. Mohideen. „Precision Measurement of the Casimir Force from 0.1 to 0.9 μm “. In: *Phys. Rev. Lett.* 81, 4549 (1998) (siehe S. 59).
- [93] J. Märkle et al. „Evaporative cooling of cold atoms at surfaces“. In: *Phys. Rev. A* 90, 023614 (2014) (siehe S. 59, 60).
- [94] J. B. Johnson. „Thermal Agitation of Electricity in Conductors“. In: *Phys. Rev.* 32, 97 (1928) (siehe S. 62).
- [95] H. Nyquist. „Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors“. In: *Phys. Rev.* 32, 110 (1928) (siehe S. 62).
- [96] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. De Gruyter, 2014 (siehe S. 62).
- [97] M. Wilkens C. Henkel S. Pötting. „Loss and heating of particles in small and noisy traps“. In: *Appl. Phys. B* 69, 379–387 (1999) (siehe S. 64).
- [98] S. Pötting C. Henkel. „Coherent transport of matter waves“. In: *Appl. Phys. B* 72, 73–80 (2001) (siehe S. 64).
- [99] K. Davis et al. „Evaporative Cooling of Sodium Atoms“. In: *Phys. Rev. Lett.* 74, 5202 (1995) (siehe S. 73).
- [100] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*, 7. Auflage. Springer, 2017 (siehe S. 77).
- [101] L. Gussmann. „Zeitlich aufgelöste Ionisation von Rubidium Atomen mittels eines Lichtblattes“. Masterarbeit. Universität Tübingen, 2018 (siehe S. 84, 133, 135, 136, 139).
- [102] R. Grimm et al. „Optical Dipole Traps for Neutral Atoms“. In: *Adv. At., Mol. and Opt. Phys.* 42, 95-170 (2000) (siehe S. 96, 134).
- [103] M. J. Burge W. Burger. *Digitale Bildbearbeitung – Eine algorithmische Einführung mit Java*. 3. Aufl. Springer, 2015 (siehe S. 121).
- [104] C. Zimmermann M. Eisele R. A. W. Maier. „Fast In Situ Observation of Atomic Feshbach Resonances by Photoassociative Ionization“. In: *Phys. Rev. Lett.* 124, 123401 (2020) (siehe S. 122).
- [105] C. G. Wade et al. „Real-time near-field terahertz imaging with atomic optical fluorescence“. In: *Nature Photonics* 11, 40–43 (2017) (siehe S. 122).
- [106] L. A. Downes et al. „Full-Field Terahertz Imaging at Kilohertz Frame Rates Using Atomic Vapor“. In: *Phys. Rev. X* 10, 011027 (2020) (siehe S. 122).
- [107] D. H. Meyer et al. „Assessment of Rydberg atoms for wideband electric field sensing“. In: *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 53 034001 (2020) (siehe S. 122).
- [108] M. Stecker et al. „A high resolution ion microscope for cold atoms“. In: *New J. Phys.* 19 043020 (2017) (siehe S. 123).
- [109] D. A. Anderson et al. „High-resolution near-field imaging and far-field antenna measurements with atomic sensors“. In: *Proc. of the 2018 International Symposium on Electromagnetic Compatibility (EMC Europe 2018), Amsterdam* (2018) (siehe S. 123).
- [110] H. Fan et al. „Atom based RF electric field sensing“. In: *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 48 202001 (2015) (siehe S. 123).
- [111] A. A. Houck et al. „Generating single microwave photons in a circuit“. In: *Nature* 449, 328–331 (2007) (siehe S. 124).
- [112] D. Bozyigit et al. „Antibunching of microwave-frequency photons observed in correlation measurements using linear detectors“. In: *Nature Phys.* 7, 154–158 (2011) (siehe S. 124).

- [113] Z. H. Peng et al. „Tuneable on-demand single-photon source in the microwave range“. In: *Nature Comm.* 7, 12588 (2016) (siehe S. 124).
- [114] D. Mogilevtsev G.Y. Slepyan S. Vlasenko. „Quantum Antennas“. In: *Adv. Quantum Technol.* 3, 1900120 (2020) (siehe S. 124).
- [115] G. Slepyan A. Komarov. „Quantum Antenna as an Open System: Strong Antenna Coupling with Photonic Reservoir“. In: *Appl. Sci.* 2018, 8(6), 951 (2018) (siehe S. 124).
- [116] P. Senellart S. Thomas. „The race for the ideal single-photon source is on“. In: *Nat. Nanotechnol.* (2021) (siehe S. 124).
- [117] S. Mikki. „Quantum Antenna Theory for Secure Wireless Communications“. In: *14th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP), Copenhagen* (2020) (siehe S. 124).
- [118] R. Ziolkowski I. Liberal I. Ederra. „Quantum antenna arrays: The role of quantum interference on direction-dependent photon statistics“. In: *Phys. Rev. A* 97, 053847 (2018) (siehe S. 124).
- [119] E. Majorana. „Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone“. In: *Il Nuovo Cimento* 14, 171 (1937) (siehe S. 124).
- [120] M. J. Duff L. Borsten. „Majorana Fermions in Particle Physics, Solid State and Quantum Information“. In: *The Subnuclear Series, The Future of Our Physics Including New Frontiers*, 77-121 (2017) (siehe S. 124).
- [121] J. Alicea. „New directions in the pursuit of Majorana fermions in solid state systems“. In: *Rep. Prog. Phys.* 75 076501 (2012) (siehe S. 124).
- [122] Hai-Zhou Lu. „Using Noise to Detect Majorana States“. In: *Physics* 13, 30 (2020) (siehe S. 125).
- [123] S. Das Sarma R. Lutchyn J. Sau. „Majorana Fermions and a Topological Phase Transition in Semiconductor-Superconductor Heterostructures“. In: *Phys. Rev. Lett.* 105, 077001 (2010) (siehe S. 125).
- [124] V. Mourik et al. „Signatures of Majorana Fermions in Hybrid Superconductor-Semiconductor Nanowire Devices“. In: *Science* 336, 6084, 1003-1007 (2012) (siehe S. 125).
- [125] S. Nadj-Perge et al. „Observation of Majorana fermions in ferromagnetic atomic chains on a superconductor“. In: *Science* 346, 6209, 602-607 (2014) (siehe S. 125).
- [126] H. Zhang et al. „Next steps of quantum transport in Majorana nanowire devices“. In: *Nature Comm.* 10, 5128 (2019) (siehe S. 125).
- [127] J. Manousakis et al. „Weak Measurement Protocols for Majorana Bound State Identification“. In: *Phys. Rev. Lett.* 124, 096801 (2020) (siehe S. 125).
- [128] Wolfram Alpha LLC. *Wolfram Alpha*. 2020 (siehe S. 146, 147).

