Untersuchungen zur Speicherung von neutralen Atomen in elektrischen Feldern

vorgelegt von

Dipl.- Phys. Robert Jung

aus Berlin

Von der Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Verleihung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften

- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuß:

Vorsitzender: Prof. Dr. M. Dähne
Berichter: Prof. Dr. G. von Oppen
Berichter: Prof. Dr. W. Sandner

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 11. Oktober 2006

Berlin 2006
D83

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**
Konzept dieser Arbeit 3

I Präparation kalter Ensemble neutraler Atome als Vorstufe zur elektrischen Speicherung **5**

1 Laserkühlung und Speicherung von Atomen **7**
1.1 Einleitung 7
1.2 Grundlagen der Laserkühlung 7
1.2.1 Strahlungsdruckkraft 8
1.2.2 Doppler-Kompensation – allgemein und im inhomogenen elektrischen Feld 10
1.3 Speicherung neutraler Atome 11
1.3.1 Optische Molasse 11
1.3.2 Magneto-optische Falle (MOT) 14

2 Magneto-optisches Speichern von metastabilem Helium unter Verwendung eines Stark-Slowers **17**
2.1 Einleitung 17
2.2 Atomare Eigenschaften von Helium 18
2.2.1 Termschema und Kühlübergänge 18
2.2.2 Helium im elektrischen Feld 20
2.2.3 Verlustkanal im Kühlzyklus 21
2.3 Aufbau 23
2.3.1 Vorbemerkung 23
2.3.2 Überblick 23
2.3.3 Lasersysteme 24
2.3.4 Vakuumapparatur 28
2.4 Kühlen von He* in inhomogenen elektrischen Feldern 32
2.4.1 Nachweis der gekühlten He*-Atome 32
2.4.2 Ergebnis 33
2.5 Speichern von He* in einer MOT 36
2.5.1 Erweiterung der Vakuumanlage durch den Aufbau der MOT 36
2.5.2 Eigenschaften der MOT 40
2.6 Zusammenfassung 45

3 Erzeugung eines kalten Rubidium-Ensembles innerhalb einer Quadrupol-Elektrodenanordnung 47
3.1 Atomare Eigenschaften von Rubidium . . . 48
3.1.1 Termschema mit Blick auf die Laserkühlung . . . 49
3.1.2 Rubidium im elektrischen Feld . . . 50
3.2 Aufbau . . . 52
3.2.1 Vakuumanlage . . . 52
3.2.2 Magnetfeldspulen . . . 54
3.2.3 Lasersysteme . . . 59
3.2.4 Der optische Aufbau der magneto-optischen Falle . . . 65
3.2.5 Detektion der in der MOT gespeicherten Rubidiumatome . . . 66
3.3 Eigenschaften der magneto-optische Falle . . . 69
3.3.1 Voraussetzungen für den Betrieb der magneto-optischen Falle innerhalb der Stabstruktur der elektrischen Falle . . . 69
3.3.2 Dimension der Rubidiumwolke . . . 72
3.3.3 Laden der MOT aus dem Hintergrundgas . . . 72
3.3.4 Temperaturbestimmung . . . 75
3.3.5 Zusammenfassung der Eigenschaften der MOT . . . 79

II Demonstration einer zweidimensionalen elektrischen Falle für Rubidium 81

4 Grundlagen zur Speicherung neutraler Atome unter Ausnutzung des Stark-Effekts 83
4.1 Fallen für neutrale Atome . . . 83
4.2 Speichern neutraler Atome in elektrischen Feldern . . . 85
4.2.1 Allgemein . . . 85
4.2.2 Vorteile . . . 86
4.2.3 Einschränkung . . . 86
4.2.4 Der Einsatz dynamischer elektrischer Felder . . . 87
4.3 Theoretische Betrachtung der Teilchendynamik in der elektrischen Falle . . . 89
4.3.1 Das zweidimensionale elektrische Potential der Elektrodenanordnung 89
4.3.2 Das Starkpotential . . . 92
4.3.3 Die Bewegungsgleichungen . . . 93
4.3.4 Stabilitätsbereiche . . . 94
4.3.5 Potentialtiefe der elektrischen Falle . . . 96
4.4 Erste Simulationsrechnungen am Beispiel des He* . . . 99

5 Rubidium in einer elektrischen Falle – Simulationen 101
5.1 Einleitung . . . 101
5.2 Startbedingungen . . . 101
5.2.1 Örtliche Verteilung . . . 101
5.2.2 Geschwindigkeitsverteilung . . . 102
5.3 Simulation eines Teilchenensembles . . . 103
5.3.1 Einzelne Teilchentrajektorie . . . 103
5.3.2 Gültigkeitsbereich des genäherten Starkpotentials . . . 104

5.3.3 Parameterbereich der elektrischen Falle . . . 105
5.3.4 Betrachtung der Grenzfrequenzen . . . 108
5.3.5 Das mittlere Fallenpotential in der Simulation . . . 110
5.3.6 Einbeziehung der Gravitationskraft . . . 113
5.4 Die Dynamik eines gespeicherten Ensembles . . . 115
5.4.1 Untersuchung der Dichteschwankungen . . . 116
5.5 Zusammenfassung der Simulationsergebnisse . . . 118

6 Experimenteller Aufbau der elektrischen Falle 121
6.1 Einleitung . . . 121
6.2 Aufbau und Eigenschaften der eingesetzten Hochspannungsschalter . . . 123
6.2.1 Erzeugung von Hochspannungspulsen . . . 123
6.2.2 Leistungsbilanz . . . 128
6.2.3 Eigenschaften der Schalter - Zusammenfassung . . . 132
6.3 Aufbau der Vier-Pol-Anordnung der elektrischen Falle . . . 135
6.3.1 Elektrodenstruktur der elektrischen Falle . . . 135
6.3.2 Hochspannungszuführung und Positionierung des Fallenaufbaus . . . 136
6.4 Der Einsatz von Hochspannungen im Vakuum . . . 138
6.4.1 Vorbemerkung . . . 138
6.4.2 Hochspannungstraining - Stromkonditionierung . . . 138
6.4.3 Überschläge an Festkörper–Isolatoren in einer Vakuumumgebung . . . 140

7 Speicherung von Rubidiumatomen in elektrischen Wechselfeldern 143
7.1 Einleitung . . . 143
7.2 Ladephase der MOT . . . 144
7.3 Betrieb der elektrischen Falle - zeitlicher Ablauf des Experiments . . . 144
7.3.1 Schaltschema . . . 144
7.3.2 Synchronisierung der drei Hochspannungsschalter . . . 144
7.4 Nachweis der gespeicherten Atome . . . 147
7.4.1 Schalten des Photomultipliers . . . 149
7.5 Datenerfassung und Auswertung . . . 149
7.5.1 Datenerfassung . . . 149
7.5.2 Auswertung . . . 150
7.6 Messungen und Diskussion . . . 153
7.6.1 Freie Expansion der Rubidiumwolke . . . 153
7.6.2 Erwarteter Anteil umzuladender Atome . . . 155
7.6.3 Rubidium zweidimensional gespeichert . . . 157
7.6.4 Simulationen mit experimentellen Randbedingungen . . . 161
7.7 Vergleich Experiment - Simulation . . . 164
7.8 Fazit . . . 166

8 Ausblick 167
8.1 Allgemein . . . 167
8.2 Ein Speicherring für neutrale Atome . . . 167
8.2.1 Herleitung der wirkenden Kraft . . . 168
8.2.2 Geometrie des Speicherrings . . . 169
8.2.3 Ergebnis . . . 170

Zusammenfassung **173**

III Anhang **177**

A Der Stark-Effekt **179**
A.1 Allgemein 179
A.2 Helium 180
A.3 Rubidium 181
A.4 Polarisierbarkeiten 182

B Schaltpläne zum HV-Schalteraufbau **183**

Literaturverzeichnis **185**

Abbildungsverzeichnis

1.1 Atom-Photon-Wechselwirkung 8
1.2 Prinzip der Frequenznachführung 12
1.3 Idealer Verlauf der elektrischen Feldstärke 12
1.4 Der prinzipielle Verlauf der Kraftwirkung auf ein Atom, das sich im Lichtfeld zweier gegenläufiger Laser mit der Geschwindigkeit v bewegt. Die Laserfrequenzen sind dabei jeweils um $\delta = -\gamma/2$ bezüglich der atomaren Resonanzfrequenz ν_0 verstimmt. 14
1.5 Prinzipskizze der Funktionsweise einer magneto-optischen Falle im eindimensionalen Fall entlang einer Raumrichtung (z-Achse). 15

2.1 Termschema des metastabilen Heliums 19
2.2 Starkverschiebung / -aufspaltung des 3^3P - Multipletts 22
2.3 Schematischer Aufbau der Kühlstrecke für metastabiles Helium innerhalb inhomogener elektrischer Felder (*Stark-Slower*). Details siehe Text. 24
2.4 Aufbau des Lasersystems und der Frequenzverdoppelung zur Erzeugung des $\lambda = 389\,\mathrm{nm}$-Lichts, das bei der Kühlung der metastabilen Heliumatome den $2\,^3\mathrm{S}_1 \rightarrow 3\,^3\mathrm{P}_2$- Übergang treibt. (aus [Schu04]) 25
2.5 Skizzierter Aufbau der für $\lambda = 1083\,\mathrm{nm}$ verwendeten Diodenlasersysteme, bestehend aus Strom- und Temperaturstabilisierung, Hohlkathodenlampe und Laserfrequenzstabilisierung. 26
2.6 Signal der *Beat*-Messung 27
2.7 Einfluß der Quellenvorkühlung und der Lasermanipulation des Atomstrahls. . . 28
2.8 Der Verlauf der Feldstärke entlang der Kühlstrecke innerhalb der drei Feldplatten. 30
2.9 Verschaltung des MCP-Detektors zum Ionennachweis. 32
2.10 Indirekter Nachweis der metastabilen Heliumatome mittels seitlich angeordnetem MCP-Detektor. 33
2.11 Flugzeitspektren der lasergekühlten metastabilen Heliumatome bei verschiedenen Spannungen U_3 an den dritten Feldplatten. 34
2.12 Ergebnis von Simulationen zur Ablenkung von He*-Atomen direkt auf das MCP. 35
2.13 Skizze zum Aufbau der magneto-optischen Falle für He* – Details siehe Text. . . 37
2.14 Verlauf der Magnetfeldstärke entlang der Kühlachse (z-Achse), betrachtet vom MOT-Zentrum bis zu den letzten 5 cm der dritten Kühlsektion. 39
2.15 Der zeitliche Verlauf des MOT-Ionensignal nach Unterbrechung des Heliumstrahls. 41
2.16 Flugzeitspektrum der frei expandierenden Heliumwolke nach Ausschalten des Fallenlasers. Das Anpassen einer theoretischen dreidimensionalen Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit einer angenommenen Ensembletemperatur von $T = 0{,}35\,\mathrm{mK}$ ist jedoch sehr unbefriedigend, inbesondere im Bereich der langsameren Teilchen. . 42
2.17 Das gemessene Anodensignal als Signalantwort des MCP-Detektors auf das Signal der Flugzeitverteilung der einfallenden Heliumatome. 43

2.18 Flugzeitspektrum der frei expandierenden Heliumwolke nach Ausschalten des Fallenlasers. Durch die Einbeziehung einer exponentiell abklingenden Anodenfunktion zur Beschreibung des Sättigungsverhaltens des Detektors ergeben sich theoretische Flugzeitverteilungen, die mit den experimentellen Spektren sehr gut übereinstimmen. Dabei fällt besonders die höher angesetzte und auch realistischere Temperatur von $T = 1\,\mathrm{mK}$ auf. 44

3.1 Das Termschema von ^{87}Rb mit den für die magneto-optische Falle wichtigen Übergängen zwischen den eingezeichneten Hyperfein-Niveaus. 49
3.2 Die Hyperfeinstruktur des $5\,^2\mathrm{P}_{3/2}$-Multipletts im konstanten, homogenen elektrischen Feld. 51
3.3 Vakuumaufbau – Überblick 52
3.4 Die Position und der Typ des eingebauten Rubidium-Dispensers eingefügte Graphik: Produktbeschreibung SAES getters (AMD 920630) [dat01] . 54
3.5 Position der Magnetfeldspulen und Einfluß der Korrekturspulen 55
3.6 Querschnitt einer mehrlagigen Spule 56
3.7 Schaltplan des Aufbaus zum schnellen Abschalten des Fallenmagnetfeldes 57
3.8 Der zeitliche Verlauf der Spannung, die zwischen dem *Drain*- und *Source*-Kontakt des eingesetzten Leistungstransistors abfällt, während das Magnetfeld geschaltet wird. 58
3.9 Aufbau und Beschreibung des verwendeten Diodenlasers nach [Bra02]. 61
3.10 Aufbau zur Stabilisierung des Rückpumplasers mit Hilfe der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie. 62
3.11 Absorptionsspektrum von Rubidium 63
3.12 Ursprung des Crossover-Peaks 63
3.13 Das Absorptionsspektrum des $5\,^2\mathrm{S}_{1/2}$, $F = 1 \rightarrow\ 5^2P_{3/2}$ - Multipletts mit dem dazugehörigen Fehlersignal des Lock-In - Verstärkers. 64
3.14 Regelsignal und Photodiodensignal als Demonstration der Nachführwirkung der Laserstabilisierung auf den Rückpumpübergang $5\,^2\mathrm{S}_{1/2}$, $F = 1\ \rightarrow 5\,^2\mathrm{P}_{3/2}$, $F' = 2$. 65
3.15 Laserstrahlprofil des Rückpumplasers nach einem Fallendurchlauf. 66
3.16 Die Aufbausituation der magneto-optischen Falle mit integriertem Aufbau der elektrischen Falle. 67
3.17 Der optische Aufbau zur Abbildung der gespeicherten Rubidiumatome auf die CCD-Kamera bzw. den Photomultiplier. 68
3.18 Starkverschiebung des optischen Übergangs zur Speicherung in der MOT 70
3.19 Elektrische Feldstärkeverteilung innerhalb der Fallenstabstruktur sowie die dazugehörige Starkverschiebung des MOT-Übergangs 71
3.20 Bestimmung der Ausdehnung der Rubidiumwolke in y- und z-Richtung anhand einer Aufnahme der eingesetzten CCD-Kamera. 73
3.21 Teilchenzahlentwicklung beim Laden der MOT 75
3.22 Temperaturbestimmung der Rubidiumwolke in der MOT mittels „*Release-Recapture*“-Technik 77
3.23 Zeitlicher Verlauf des Wiederaufladens der MOT nach kurzer Unterbrechung ($\Delta t = 2{,}0\,\mathrm{ms}$) durch Betreiben der elektrischen Falle. 78

4.1 Skizze zum Fallenprinzip einer Paul-Falle: Ein in einem Sattelpotential befindliches Teilchen (Ion) kann durch geeignete Rotation der Potentialfläche in seiner Lage im Zentrum der Falle stabilisiert werden. 87
4.2 Ladungsanordnung für die zweidimensionale elektrische Falle 90
4.3 Die zeitliche Entwicklung der an den Fallenstäben anliegenden Spannungen - geschaltet werden die Spannungen an den Elektroden U_1 und U_2; sie bleiben konstant bei U_3 und U_4. 91
4.4 Der Potentialverlauf innerhalb der Falle bei einer angelegten Spannung von $\pm 9\,\mathrm{kV}$ während der beiden möglichen Schaltzustände **A** (erste Periodenhälfte) und **B** (zweite Periodenhälfte). Angegeben sind die Vorzeichen der an den Elektroden anliegenden Spannung. 91
4.5 Die räumliche Verteilung der realen Starkverschiebung φ_{Stark} innerhalb der Elektrodenstruktur. 92
4.6 Der Verlauf der Beträge der Eigenwerte λ_{12} der zeitlichen Entwicklungsmatrix $A(T)$ als Funktion von $(T\Omega)$. Eingezeichnet ist die Grenze des Parameterbereichs, der zu stabilen Lösungen ($|\lambda| = 1$) führt. 95
4.7 Bereiche der Fallenparameter, die zu stabilen Lösungen gemäß $T\Omega \leq 3{,}75$ für He* und Rb führen. Die untere Grenze der Bereiche ist durch die Grenzfrequenz f_{limit} in Abhängigkeit von U_0 gegeben. 95
4.8 Potentialtiefen für He* und Rubidium 98
4.9 Berechnete Trajektorie eines Heliumatoms innerhalb der zweidimensionalen elektrodynamischen Falle. 100
4.10 Parameterbereich der elektrischen Falle für geschlossene Bahnen eines He*-Atoms. 100

5.1 links: Verteilung der Startwerte für die x-Ortskoordinate im erzeugten Ensemble von 50000 Teilchen; zugrunde liegt eine Gaussfunktion mit $\sigma = 0{,}3\,\mathrm{mm}$.
rechts: Verteilung der Anfangsgeschwindigkeiten in der Simulation und als Vergleich der Funktionsverlauf der der angenommenen Temperatur von $T = 0{,}3\,\mathrm{mK}$ entsprechenden Maxwell-Boltzmann-Verteilung. 102
5.2 Verwendung zweier verschiedener numerischer Lösungsverfahren zur Berechnung einer Teilchentrajektorie im sich drehenden elektrischen Feld. 103
5.3 Das wirkende Fallenpotential – ein Vergleich zwischen realem und harmonisch genähertem Verlauf. 104
5.4 Parameterbereich, in dem die elektrische Falle einen Anteil von mindestens 0,5% eines Ensembles mit 10000 Teilchen über einen Zeitraum von 50 ms speichert, am Beispiel eines Rubidiumensembles mit einer Temperatur von 0,3 mK und einem Durchmesser von 0,6 mm. 107
5.5 Aufgetragen ist der Anteil gespeicherter Atome über der Fallenfrequenz bei den angegebenen Spannungen. Die Verbindungslinie dient zur besseren Übersicht und soll keinen Funktionsverlauf darstellen. 107
5.6 Vergleich der theoretischen unteren Grenzfrequenz (durchgezogene Linie) (Gl. 5.3) mit den aus der Simulation erhaltenen Grenzfrequenzen (blaue Punkte). 109
5.7 Potentialtiefe $\varphi_{Falle}(U)$ bei der oberen Grenzfrequenz $f_{ob.Grenze}$, aufgetragen über die Fallenspannung U. 109
5.8 Die mittlere kinetische Energie der Teilchen, die bei den angegebenen Fallenparametern gespeichert werden. 111

5.9 Der Verlauf der Fallentiefe in Abhängigkeit von der treibenden Frequenz f bei unterschiedlichen Spannungen. 111
5.10 Vergleich Theorie und Simulation für $U_0 = \pm 9\,\mathrm{kV}$. Die Werte der Simulationen geben einerseits die maximale kinetische Energie gespeicherter Teilchen an (rot) und andererseits die über alle gespeicherten Teil chen gemittelte kinetische Anfangsenergie (blau) an. Die entsprechenden Kurven geben den theoretischen Potentialverlauf unter Verwendung der angegebenen Potentialausdrücke an. . . . 112
5.11 Auswirkung der Gravitationskraft auf das gespeicherte Teilchen und die Kompensation durch Anlegen einer Zusatzspannung an die oberen beiden Fallenstäbe. 114
5.12 Die simulierte Dynamik des in der elektrischen Falle gespeicherten Teilchenensembles. 115
5.13 Der aus der Simulation gewonnene zeitliche Verlauf des mittleren Teilchenabstandes in der elektrischen Falle. 116
5.14 Simulation eines gespeicherten Teilchens in der elektrischen Falle.
a) Trajektorie – **b)** zeitliche Entwicklung von $|\mathbf{r}|$
c) Das aus **b)** erhaltene Frequenzspektrum mit den beiden signifikanten Frequenzen f_S und F_{Falle}. 117
5.15 Vergleich der auftretenden Säkularfrequenzen bei der Simulation eines einzelnen Teilchens und eines Teilchenensembles (angelegte Fallenspannung: $U_0 = 9000\,\mathrm{V}$, $U_{add} = +800\,\mathrm{V}$). Zusätzlich ist der aus der Theorie zu erwartende Verlauf der Säkularfrequenz in Abhängigkeit der Fallenfrequenz für $U_0 = \pm 9$ und $\pm 9{,}8\,\mathrm{kV}$ eingezeichnet. 118

6.1 Geometrische Randbedingungen für den Aufbau der elektrischen Falle im Zentrum einer MOT. Der Abstand zwischen den Fallenstabstützen muß so groß sein, daß die Stützen die MOT-Laserstrahlen nicht abschatten. 122
6.2 Schaltung – HV-Pulse 124
6.3 Die Grundzüge der Verschaltung der elektrischen Falle – angegeben sind die verwendeten Hochspannungsgeräte sowie die Schaltschemata der einzelnen Hochspannungsschalter. 125
6.4 Spannungsverlauf unter Verwendung der HEINZINGER-Versorgungsgeräte bei unterschiedlichen Stützkondensatorkapazitäten 126
6.5 MOSFET – Aufbau und Funktionsprinzip 127
6.6 Die Aufteilung der Widerstände in den Zuleitungen der HV-Schalter und die Angabe der nominellen (grau) bzw. gemessenen Widerstandswerte 128
6.7 Die zeitliche Entwicklung der Leistung, die während des Schaltvorgangs umgesetzt wird, in Abhängigkeit vom Gesamtwiderstand der zu schaltenden Strecke. Als Widerstandswerte sind zum einen die realisierten Beträge von $950\,\Omega$ und $2410\,\Omega$ angesetzt worden, zum anderen als Vergleich noch $1500\,\Omega$ und $3000\,\Omega$. . . 129
6.8 Der Verlauf der Leistung $<P>$ in Abhängigkeit vom Zeitintervall Δt, über dem die zeitlich gemittelte Leistung $<P>_{\Delta t}$ bestimmt wird, bei unterschiedlichen Schaltfrequenzen für die beiden realisierten Widerstandswerte $R_{ges} = 950\,\Omega$ und $R_{ges} = 2410\,\Omega$. 130
6.9 Blick in das Innere der Hochspannungsschalter – hochspannungsführende Seite . 132
6.10 Der Spannungsverlauf beider HV-Schalter während des Schaltvorgangs – zusätzlich angegeben sind die aus einem exponentiellen Fit erhaltenen Zeitkonstanten . 133

6.11 Graphische Darstellung der Reaktionszeit Δt der eingesetzten HV-Schalter als Verzögerungszeit zwischen der Änderung des TTL-Signals und dem Auslösen des Schaltvorgangs – **links**: Schalten von $-U$ nach $+U$, **rechts**: Schalten von $+U$ nach $-U$ . . . 134
6.12 Der Einsatz der HV-Schalter im Experiment – geschalten werden 9 bzw. 9,8 kV bei einer Frequenz von 250 Hz für eine Zeitdauer von 16 ms. . . . 134
6.13 Skizze des Aufbaus der elektrischen Falle . . . 135
6.14 Der Vakuumflansch mit den Hochspannungszuführungen und der darauf installierten elektrischen Falle im eingebauten Zustand. . . . 136
6.15 Die Verschaltung der einzelnen Fallenstäbe, die entsprechende Belegung am Vakuumflansch sowie im Detail (Foto) die Hochspannungszuführung der Fallenstäbe. Angegeben ist zusätzlich die Orientierung des Koordinatensystems in den Simulationsrechnungen. . . . 137
6.16 HV-Konditionierung . . . 139
6.17 HV-Konditionierung im Experiment . . . 140
6.18 Übergang Metall/Isolator/Vakuum . . . 141
6.19 Elektronenemissionsrate . . . 141
6.20 Sekundärelektronenlawine . . . 142

7.1 Der zeitliche Ablauf des Experiments, aufgeteilt in die drei Phasen jeder Einzelmessung. . . . 145
7.2 Die elektronische Verschaltung und der zeitliche Verlauf der TTL-Steuerung für die zum Betrieb der elektrischen Falle notwendigen Hochspannungschalter. . . . 146
7.3 Aufbau zum Nachweis der gespeicherten Rubidiumatome in der elektrischen Falle. 147
7.4 Messung der Ansprechzeit des Probelaser-Shutters. Bezüglich des schaltenden TTL-Pulses beträgt die Verzögerungszeit, mit der der Laser durchgelassen wird, ca. 0,7 ms. . . . 148
7.5 Beschaltung der Photomultiplierversorgung . . . 149
7.6 Das zeitliche Verhalten der Versorgungsspannung des Photomultipliers während der Schaltvorgänge. . . . 150
7.7 Aufnahme eines einzelnen Photomultiplierspektrums über eine Zeitspanne von 6 ms, sowie herausvergrößert die einzelnen Photomultiplier-Signale zum einen (**i**) während der Phase, in dem nur der Rückpumplaser eingestrahlt wird (Signal durch Streulicht verursacht), zum anderen (**ii**) zum Zeitpunkt der Detektion der Rubidiumatome (Signal durch Fluoreszenzlicht verursacht). . . . 151
7.8 Direkter Vergleich zwischen dem gemittelten Photomultipliersignal (grau) und dem sich daraus ergebenden Zählratenverlauf (rot). . . . 152
7.9 Vergleich der Teilchenzahlentwicklung während der freien Expansion mit und ohne kurzzeitiges Betreiben der elektrischen Falle. . . . 153
7.10 Beobachtung der freien Expansion der in der MOT gespeicherten Rubidiumwolke 154
7.11 Vergleich der experimentellen Teilchenzahlentwicklung mit dem simulierten Verlauf der freien Expansion. . . . 155
7.12 Abfolge der drei zur Demonstration der speichernden Wirkung von elektrischen Wechselfeldern auf neutrale Rubidiumatome durchgeführten Messungen. . . . 159
7.13 Der direkte Vergleich der drei, für das Aufzeigen der Wirkung der elektrischen Falle notwendigen Messungen. . . . 160
7.14 Detektierter Fallenbereich . . . 162

7.15 Die simulierte zeitliche Entwicklung von kalten Rubidiumensemblen mit der Startausdehnung von $\sigma = 0{,}6\,\mathrm{mm}$ bei verschiedenen Ensembletemperaturen. 163
7.16 Aufgetragen ist das Teilchenzahlverhältnis der zum Zeitpunkt $t = 16\,\mathrm{ms}$ im Detektionsvolumen vorhandenen Atome zur Anzahl der Atome zur Zeit $t = 1{,}9\,\mathrm{ms}$ bei verschiedenen Ensembletemperaturen. Dabei wird unterschieden zwischen der freien Expansion der Teilchen und der Expansion unter Einfluß der elektrischen Falle. 163

8.1 Skizze zum geplanten Prinzip der durchzuführenden Experimente zur Untersuchung von Kollisionen zuvor präparierter kalter metastabiler Heliumatome. . . . 168
8.2 In der um den Winkel φ gedrehten Fallenebene werden die Kräfte, die auf das Teilchen innerhalb der Ringstruktur einwirken, gemäß der im Zweidimensionalen geltenden Bewegungsgleichungen berechnet. Hierfür wird der Ort des Teilchens in der Fallenebene $(u(y),v(x,z))$ durch die angegebenen Transformationen bestimmt. Die Teilchentrajektorie ergibt sich schließlich aus der Projektion der in der Fallenebene wirkenden Beschleunigung auf die x, y, z-Richtungen. 169
8.3 Orientierung und Kennzeichnung der benutzten Koordinatensysteme in der Simulation sowie die Angabe der Spannungszustände der eingesetzten Elektroden. 170
8.4 Verlauf einer simulierten Teilchentrajektorie innerhalb des Speicherrings – **a)** räumliche Darstellung, **b)** zweidimensionale Darstellung in der mitrotierenden Fallenebene. 171

B.1 Der hochspannungsseitige Stromlauf mit den strombegrenzenden Widerständen und den Pufferkondensatoren. 183
B.2 Die Ansteuerung der Hochspannungsschalter mittels TTL-Signal und die Zuführung der zusätzlichen Stützspannungsversorgung. 184

Tabellenverzeichnis

2.1 Charakteristische Werte der möglichen Kühlübergänge des metastabilen Heliums 20
2.2 Parameter der Fallenspulen im Heliumexperiment, wobei der Betriebsstrom zur Optimierung des Fallensignals verändert werden kann. 38
2.3 Eigenschaften der magneto-optischen Falle mit metastabilem Helium. 45

3.1 Charakteristische Parameter des Rubidium-87-Isotops – Quelle [Ste03] und dortige Referenzen 48
3.2 Parameter der Fallenspulen im Rubidiumexperiment 59
3.3 Stark-Verschiebung der Frequenz des Kühlübergangs $5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 2 \rightarrow 5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 3$ im Zentrum der elektrischen Falle ($\{x, y\} = \{0, 0\}$) unter Einfluß der dort herrschenden elektrischen Feldstärke $|\vec{E}| \approx 4,5\,\mathrm{kV/mm}$. Aufgelistet sind die Verschiebungen in Abhängigkeit der möglichen angeregten magnetischen Unterzustände $m_{F'}$ bei Spannungen von $U_0 = 9\,\mathrm{kV}$ und $U_{add} = +800\,\mathrm{V}$. 72
3.4 Eigenschaften der magneto-optischen Falle mit Rubidium innerhalb der Elektrodenstruktur der elektrischen Falle. 79

4.1 Parametersatz zur Bestimmung der Teilchentrajektorie eines He*-Atoms in der elektrischen Falle. 99

5.1 Übersicht der in der Simulation benutzten Größen und Einstellungen 105
5.2 Vergleich der Fallenpotentialtiefen aus Simulation und Theorie 113

6.1 Konfiguration 1 131
6.2 Konfiguration 2 131

7.1 Anteile der Atome in den jeweiligen Geschwindigkeitsklassen. In der letzten Spalte sind die Anteile angegeben, die bei der jeweiligen Ensembletemperatur in der elektrischen Falle gespeichert und nachgewiesen werden könnten. 156
7.2 Parameter und Einstellungen in den Experimenten zur Speicherung von Rb-87 Atomen in elektrischen Feldern. 157
7.3 Verhältnis der Teilchenzahlentwicklung unter Einfluß der elektrischen Falle und bei der freien Expansion (Graphik siehe Abb. 7.16). 164

8.1 Betriebsparameter und Anfangsdatensatz zur Simulation eines im Speicherring geführten Teilchens. 171

A.1 Skalare Polarisierbarkeiten und Starkverschiebungen der Grundzustände für H, den Edelgasen He und Ar (He*, Ar*: metastabile Grundzustände), sowie den Alkalielementen Li, Rb und Cs. Als Vergleich mit angegeben: das permanente Dipolmoment d_e des Ammonium-Moleküls $^{14}NH_3$ 182

Einleitung

In den letzten 20 Jahren vollzog sich auf dem Gebiet der hochauflösenden Atomspektroskopie ein grundlegender Wandel in der Präparation der zu untersuchenden Ensemble. Ziel war es und ist es bis heute, ein nahezu ideales und von äußeren Einflüssen bestmöglichst isoliertes System bereitzustellen. Die gezielte Beeinflussung/Manipulation der dynamischen Freiheitsgrade neutraler Atome hat sich schließlich zu einem Schwerpunkt in der modernen Atomphysik entwickelt. Die durch die Entwicklung der Techniken zur Kühlung und Speicherung von Atomen mittels Lasern aufkommenden Experimente zur Untersuchung von nahezu bewegungslosen Atomen mit „Temperaturen“ im Mikrokelvinbereich erlauben eine Vielzahl neuer Beobachtungen und Anwendungen, wie z. B. als Zeit- und Frequenzstandards[Kas89], für Atominterferometer[Kei91] oder zur Atomlithographie[Mes03], als Ausgangspunkt zur Untersuchung von kalten Kollisionen[Wei99, Wei03] oder zur Erzeugung eines schon von Einstein 1925 vorhergesagten Materiezustandes, in den ein ultrakaltes Atomensemble übergehen kann: das sogenannte Bose-Einstein-Kondensat (BEC)[Cor02].

Parallel zu direkten Experimenten mit kalten Atomen wurden Untersuchungen hinsichtlich der Stoßdynamik bei ultrakalten Kollisionen durchgeführt. Das Verständnis ultrakalter Kollisionen ist mit Blick auf das Design und den Betrieb von Fallen für neutrale Atome sehr bedeutsam. Betrachtet man die elastische Stoßrate, so muß diese groß genug sein, um eine effektive Thermalisierung während des evaporativen Kühlens in einer magneto-statischen Falle zu gewährleisten. Im Gegensatz dazu muß die inelastische Stoßrate gering sein, da bei diesen Kollisionen auf die innere Energie der Atome eingewirkt wird, was schließlich zu einer Änderung des atomaren Zustandes führen kann. Dadurch können die Atome in nichtspeichernde Zustände gelangen und sind für die Falle verloren. Die Untersuchung von kalten Stößen metastabiler Heliumatome ist aufgrund der hohen inneren Energie der Atome (20 eV) und der damit verbundenen hohen Ionisationsrate bei Stößen von großem Interesse. Wie sich zeigt, sind die ionisierenden Stöße (Penning-Ionisationen) von den internen Spinzuständen der am Stoß beteiligten Atome abhängig und können durch Spinausrichtung minimiert werden [Her00]. Dadurch war es möglich, auch mit kalten metastabilem Helium ausreichend hohe Dichten zu erreichen, bei denen der Übergang in ein BEC möglich wurde[San01a]. Ebenfalls zu hohen Verlusten führt die Präsens eines resonant eingestrahlten Lichtfeldes, da im allgemeinen die Stoßrate für Atome im angeregten Zustand deutlich höher als im Grundzustand ist. Daher werden zur Erzielung höchster Teilchendichten Speichermethoden eingesetzt, bei denen keine optische Anregung der Atome erfolgen kann, wie z. B. in Magnetfallen, in optischen Dipolfallen oder schließlich in elektrischen Fallen.

Ziel der Arbeit - Alternative zur magnetischen Falle

Die Motivation dieser Arbeit beruht auf der Idee, einen Ausgangspunkt zu schaffen, ab dem Stöße zwischen einzelnen ultrakalten Atomen untersucht werden können, bei denen die Ausgangszustände der beteiligten Atome eindeutig und frei wählbar präpariert werden können. Die Voraussetzung dafür ist eine Speichermöglichkeit der Atome, bei der die inneren Frei-

heitsgrade (Spinausrichtung) der Atome durch äußere Felder nicht beeinflußt werden. Fallen, die auf magnetischen Feldern basieren, scheiden damit von vornherein aus, da es hierbei zu einer Kopplung des magnetischen Moments der Elektronen an das magnetische Feld kommt. Es lag nahe, aufgrund der Erfahrungen mit der Laserkühlung metastabiler Heliumatome innerhalb inhomogener elektrischer Felder einen Fallentyp zu entwickeln, der ebenfalls auf elektrischen Feldern basiert. Die dabei wirkende Kraft ergibt sich aus der Energieverschiebung der atomaren Zustände im elektrischen Feld (Stark-Effekt) und ist proportional zur Polarisierbarkeit der Atome. Ausgenutzt werden kann diese Eigenschaft in einer Vier-Pol-Elektrodenkonfiguration mit variienden elektrischen Feldern, die nach einem dem Prinzip der Paulfalle entlehnten Schema beschaltet wird und hier als Kernstück der Arbeit zu betrachten ist. Vorarbeiten auf diesem Gebiet sind von Shimizu *et al.*[Mor92] geleistet worden, die die Wirkung elektrischer Wechselfelder auf Atome mit ausreichend großer Polarisierbarkeit untersucht haben. Ihre vorerst theoretischen Betrachtungen führten zu Experimenten, in denen die Kraftwirkung von elektrischen Wechselfeldern auf neutrale Atome demonstriert wurde. Dabei konnte ein zweidimensionaler Fokussierungseffekt bei Neonatomen, die sich freifallend durch eine lineare Quadrupolanordnung bewegen, gezeigt werden [Shi93].

Als Alternative zu Fallen, die auf konventionell erzeugten elektrischen Feldern beruhen, entwickelten sich optische Dipolfallen, bei denen ebenfalls die Kopplung des atomaren Spins an das Fallenfeld unterbleibt. Der Vorteil der optischen Fallen liegt sicherlich in der Handhabung und der Verfügbarkeit entsprechender Laser, insbesondere sei hier auf ausreichend intensive CO_2 - Laser hingewiesen. Der Angriffspunkt bei dieser Art von Fallen ist die Wechselwirkung der Atome mit dem elektrischen Feldanteile der elektromagnetischen Felder in hochintensiven Laserfeldern, wobei die Verstimmung des Lasers bzgl. der optisch erreichbaren Übergänge das Verhalten der Atome festlegt: Eine weite Rotverstimmung führt zu einem attraktiven Potential der zunehmenden Feldstärke, ein blauverstimmter Laser hat abstoßende Wirkung. Als einer der Wegbereiter auf diesem Gebiet gilt Chapman [Bar01], der die hohen elektrischen Feldstärken im Fokus zweier sich kreuzender CO_2-Laser ausnutzte, um damit ein Rubidium-BEC zu erzeugen. Das Grundprinzip dieser optischen Dipolfallen entspricht den Ideen zu einer „quasi elektrostatischen Falle“ (*engl.*: quasielectrostatic trap – QUEST), die schon Takakoshi *et al.* 1995 angedacht hat [Tak95].

Einen Auftrieb für die Kühlung und Speicherung von neutralen Teilchen in elektrischen Feldern gaben Experimente von Meijer [Bet02], der die Wirkung der elektrischen Felder auf Moleküle einsetzte, um kalte Molekülstrahlen/-ensemble zu erhalten. Die Kühlung von Molekülen ist mittels Laser aufgrund der Energieniveaustruktur nicht möglich. Neben dem Kühlen von Molekülen ist auch deren Speicherung gelungen, wobei sowohl angeregte Moleküle in *low-field-seeking*-Zuständen (hierfür wurden elektrostatische Felder benutzt) als auch Moleküle im Grundzustand und somit in *high-field-seeking*-Zuständen in eine Falle geladen werden konnten. Die Fallen für Moleküle im *high-field-seeking*-Zustand basieren dabei auf theoretischen Arbeiten von Peik [Pei99]. Die Molekülfalle von Rieger *et al.* funktioniert mit elektrostatischen Feldern analog denen von Meijer, wobei aber das Laden der Falle über einen Vier-Pol-Leiter erfolgt [Rie05]. Die Führung der Moleküle innerhalb dieser Vier-Pol-Anordnung erfolgt aufgrund des in Shimizu [Mor93] erörterten Schaltkonzepts mittels Rechteckspannung, das in dieser Arbeit bezogen auf die Speicherung neutraler Atome ihre Anwendung findet.

Konzept dieser Arbeit

Das Projekt zur Kühlung und Speicherung von neutralen Atomen mittels elektrischer Felder, das dieser Arbeit zugrunde liegt, ist eine Kooperation zwischen der TU-Berlin und dem Max-Born-Institut für nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie. Gefördert wurde es von der DFG im Rahmen des Schwerpunktprogramms zur Wechselwirkung in ultrakalten Atom- und Molekülgasen.

Die Arbeit selber gliedert sich in zwei große Abschnitte. Zum einen wird im ersten Teil die Erzeugung von kalten Atomensemblen in magneto-optischen Fallen (MOT) am Beispiel von metastabilem Helium sowie Rubidium behandelt und zum anderen wird im zweiten Teil der Frage nachgegangen, inwieweit es möglich ist, mittels zeitlich veränderlicher elektrischer Felder neutrale Atome zu speichern.

Theoretische Grundlagen zur Laserkühlung und -speicherung leiten den ersten Teil der Arbeit ein, bevor auf die Speicherung von metastabilem Helium in einer magneto-optischen Falle (MOT) eingegangen wird. Das Betreiben der Helium-MOT erfolgt über das Laden der Falle mit Heliumatomen, die in einem *Stark-Slower* lasergekühlt werden. Innerhalb der Kühlstrecke stellen inhomogene elektrische Felder die Nachführung der Resonanzbedingung zur Absorption der Photonen des entgegenlaufenden Kühllasers sicher. Als Kühlübergang wird dabei im Gegensatz zur Kühlung im *Zeeman-Slower* nicht der $\lambda = 1083\,\mathrm{nm}$-Übergang ($2\,^3\mathrm{S}_1 \rightarrow 2\,^3\mathrm{P}_2$), sondern der $\lambda = 389\,\mathrm{nm}$-Übergang vom $2\,^3\mathrm{S}_1$-Zustand in den $3\,^3\mathrm{P}_2$-Zustand benutzt. Ziel war es, für weitere Experimente ein kaltes Ensemble metastabiler Heliumatome bereitzuhalten. In dem Heliumkapitel wird insbesondere der Schwerpunkt darauf gelegt, die magneto-optische Falle so zu betreiben, daß letztendlich der Aufbau für die elektrische Falle im Zentrum der MOT positioniert werden kann. Damit sind die Vorbedingungen zur Speicherung der Atome in einer elektrischen Falle gegeben.

Um den Aufbau der elektrischen Falle unter Bedingungen testen zu können, bei denen nicht bis an die Grenzen der Belastung der verwendeten Hochspannungsschalter gegangen werden muß, wird zusätzlich eine magneto-optische Falle für Rubidium aufgebaut. Die Rubidium-MOT wird im Gegensatz zur Helium-MOT aus dem Hintergrundgas geladen. Das Betreiben der Rubidium-MOT erfolgt unter dem Gesichtspunkt, daß die Zentren der MOT und der elektrischen Falle an einem gemeinsamen Punkt liegen. Unklar war dabei, ob es möglich sein wird, innerhalb der Elektrodenstruktur der elektrischen Falle mittels der magneto-optischen Falle eine Wolke kalter Rubidiumatome zu erzeugen und welche Einflüsse die elektrischen Felder auf die Wolke haben; die dabei auftretenden Problematiken werden diskutiert.

Der zweite Teil der Arbeit ist dem Thema „Speichern von Atomen in elektrischen Wechselfeldern“ gewidmet. Die dabei vorgestellten Theoriebetrachtungen basieren auf dem Prinzip des durch Wechselfeldern hervorgerufenen Rotierens eines Potentialsattels. Im Falle der harmonischen Anregung kann das Fallenprinzip mit dem Paul-Fallen-Mechanismus verglichen werden. Wie in den sich daran anschließenden Simulationen gezeigt, führt die hier vorgestellte und verwendete Rechteckanregung ebenso zu einem speichernden Potential. In den Simulationen wird untersucht, inwieweit das Speichern von Rubidiumatomen in einer vorgegebenen Elektrodenanordnung möglich ist und welche Betriebsparameter benötigt werden. Ferner kann der Frage nach der Potentialtiefe nachgegangen werden. Als Ausgangssituation für die Simulationen dienen dabei die Ergebnisse aus den Experimenten zur Rubidium-MOT.

Einen größeren Raum nimmt dann die Beschreibung der für die Bereitstellung der Rechteckspannung notwendigen Hochspannungsschalter und des Aufbaus der linearen Quadru-

polanordnung ein. Dabei wird auf die damit verbundenen Problematiken des Schaltens von Hochspannung bei hohen Frequenzen eingegangen.

Den Abschluß des zweiten Teils bildet die Präsentation des Experiments zur Speicherung von Rubidiumatomen in elektrischen Wechselfeldern. Dabei wird kurz auf den vorhandene Aufbau, den Versuchsablauf, die Verschaltung der Fallenstäbe und den Nachweis der Rubidiumatome eingegangen; zusätzlich wird das Prinzip der Auswertung der aufgenommen Daten betrachtet. Die durchgeführten Messungen zur Speicherung der Rubidiumatome in inhomogenen elektrischen Feldern werden im Anschluß daran vorgestellt und diskutiert. Die Ergebnisse werden mit entsprechenden Simulationen verglichen und bewertet. Die Arbeit endet mit einem Ausblick für die Anwendung des hier gezeigten Fallenmechanismus am Beispiel eines Speicherrings für neutrale Atome, der auf dem vorgestellten Prinzip der zweidimensionalen Speicherung in elektrischen Wechselfeldern basiert.

Teil I

Präparation kalter Ensemble neutraler Atome als Vorstufe zur elektrischen Speicherung

1 Laserkühlung und Speicherung von Atomen

1.1 Einleitung

Aus Überlegungen zur Konstruktion einer Falle für neutrale Atome, die auf zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern beruht, ergibt sich, daß eine unabdingbare Voraussetzung zur Speicherung von Atomen in Fallen diesen Typs die Vorkühlung der Atome in einen Temperaturbereich kleiner als 100 µK bedingt. Das bedeutet für die angestrebte Speicherung von metastabilem Helium, daß thermische Heliumatome mit einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v}_{th} \sim 2000\,\mathrm{m/s}$ auf Geschwindigkeiten $< 0{,}8\,\mathrm{m/s}$ abgebremst werden müssen. Bei den zu Testzwecken des Fallenaufbaus verwendeten Rubidiumatomen muß die Geschwindigkeit immerhin noch von $\bar{v}_{th} \sim 300\,\mathrm{m/s}$ auf unter $0{,}2\,\mathrm{m/s}$ reduziert werden. In beiden Fällen (Helium, wie Rubidium) stellt letztendlich eine magneto-optische Falle die zur Demonstration des elektrischen Fallenprinzips benötigten Ensemble kalter Atome zur Verfügung. Die mittlere Ensemblegeschwindigkeit der in der MOT gespeicherten Atome liegt dabei allerdings noch nicht in dem für die elektrische Falle benötigten Bereich; aufgrund der Maxwell-Boltzmann verteilten Geschwindigkeiten wird jedoch ein nichtverschwindender Anteil Atome eine so geringe Geschwindigkeit aufweisen, daß diese dann in der elektrischen Falle gespeichert werden können.

Das Laden der magneto-optischen Falle wird für beide Elemente unterschiedlich gehandhabt: Während die Rubidiumatome aus dem Hintergrundgas gespeichert werden können, erfolgt das Laden der Helium-MOT aufgrund der hohen thermischen Geschwindigkeit der Heliumatome aus einem lasergekühlten Atomstrahl heraus. Im Folgenden soll daher kurz auf die theoretischen Grundlagen der Laserkühlung sowie der Speicherung von neutralen Atomen in einer magneto-optischen Falle eingegangen werden.

1.2 Grundlagen der Laserkühlung

Das Grundprinzip, auf dem die Abbremsung bzw. Kühlung von Atomen aufgrund der Wechselwirkung mit Laserlicht basiert, ist der Impulsübertrag von Photonen auf die Atome und die damit auf die Atome ausgeübte Kraft. Schon Einstein wies auf die Möglichkeit eines Impulsübertrags bei spontaner Emission eines Photons von einem angeregten Atom in seinem Artikel über die Strahlung schwarzer Körper [Ein17] hin. Experimentell gezeigt werden konnte dieser Impulsübertrag von Frisch [Fris29] anhand der Ablenkung eines Na-Atomstrahls durch Licht einer Natrium-Dampflampe. Das tatsächliche Kühlen von Atomen konnte dann erst durch die Entwicklung von Lasern verwirklicht werden, da damit eine vorher in dieser Form nicht vorhandene Quelle mit genügend hoher spektraler Intensität (Anzahl Photonen N_γ/Frequenzintervall $\Delta\nu$) zur Verfügung stand. Theoretische Vorarbeiten zur Laserkühlung mittels Strahlungsdruck leisteten Ashkin [Ash70], Hänsch [Hae75], Wineland [Win75]. Erste experimentelle Ergebnisse zur Laserkühlung lieferte Balykin 1979 [Bal79].

1.2.1 Strahlungsdruckkraft

Die wirkende Strahlungsdruckkraft ergibt sich aus den fundamentalen Betrachtungen der Impulsbilanzen der atomaren Absorption bzw. Emission von Photonen. Bei der Absorption eines Photons wird sowohl dessen Energie $E = h\nu = \hbar\omega$ als auch dessen Impuls $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ an das Atom übertragen (Abb. 1.1). Bewegt sich das Photon auf das Atom zu, so verringert sich im Fall der Absorption der Impuls des Atoms um diesen Betrag. Die Geschwindigkeitsänderung, auch Rückstoßgeschwindigkeit genannt, ergibt sich aus der Impulsbilanz zu $\vec{v}_{rec} = \hbar\vec{k}/m_{Atom}$ und liegt im Bereich einiger mm/s (^{87}Rb: $v_{rec} \approx 6\,\mathrm{mm/s}$) bis zu einigen cm/s (He$^*_{\lambda=389\,\mathrm{nm}}$: $v_{rec} \approx 26\,\mathrm{cm/s}$). Geht das Atom durch spontane Emission wieder in den Grundzustand über, so erfährt es durch die Aussendung des Photons einen Rückstoß, der aber aufgrund der isotropen Verteilung des emittierten Photons in beliebiger Richtung erfolgt. Unter der Vor-

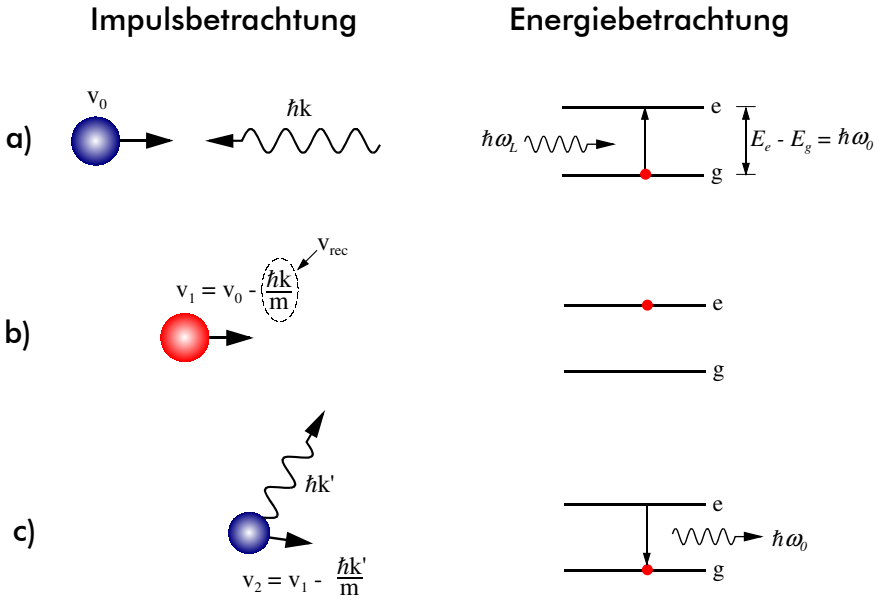


Abbildung 1.1 — (a) Ein Atom mit der Geschwindigkeit v_0 trifft auf ein entgegenkommendes Photon mit der Energie $\hbar\omega_L$ ($\omega_L < \omega_0$) und dem Impuls $\hbar k$, das Atom geht in den angeregten Zustand e über. (b) Aufgrund des Impulsübertrags bei der Absorption des Photons verringert sich die Geschwindigkeit des Atoms um $\hbar k/m$. (c) Nach spontaner Emission des Photons in beliebiger Richtung ändert sich die Geschwindigkeit des Atoms erneut um $\hbar k'/m$, das Atom geht dabei wieder in seinen Grundzustand g über. Im Mittel, d.h. nach Betrachtung vieler Absorptions-/Emissionszyklen, gilt: $|v_2| < |v_0|$.

aussetzung, daß die Absorption und Emission in einem geschlossenen Zwei-Niveau-System stattfindet und daß zu jeder Zeit die Resonanzbedingung für den Übergang erfüllt ist, läßt sich das atomare System unter Einfluß vieler aus einer Richtung kommender Impulsüberträge betrachten. Sei N_+ die Anzahl der absorbierten Photonen und N_- die Anzahl der induziert emittierten Photonen, dann gilt für die Impulsbilanz eines Atoms mit Anfangsimpuls $\vec{p}_0$ in einem Zeitintervall Δt unter Berücksichtigung der spontanen Emission folgendes:

$$\vec{p} = \vec{p}_0 + \hbar\vec{k}(N_+ - N_-) + \sum \hbar\vec{k}_{spontan} \; . \tag{1.1}$$

Finden sehr viele Absorptions-/Emissionszyklen statt, so beträgt der mittlere Impulsübertrag auf das Atom aufgrund der spontanen Emission Null ($\sum \hbar\vec{k}_{spontan} = 0$), da dieser Prozeß gleichverteilt in alle Richtungen erfolgt. Betrachtet man den Einzelprozeß der induzierten Emission, so erfolgt ebenfalls keine Impulsänderung, da sich hierbei die übertragenen Impulse der Absorption und induzierten Emission aufheben. Damit tragen nur die Photonen zur Impulsänderung des Atoms bei, auf deren Absorption eine spontane Emission erfolgt. Die Rate der durch die spontane Emission emittierten Photonen (Streurate Γ_{sc}) legt somit den pro Zeiteinheit übertragenen Impuls auf das Atom fest und ist proportional zur auf das Atom wirkenden Kraft, die aus diesem Grund auch „spontane Kraft“ genannt wird. Für die wirkende mittlere Kraft ergibt sich ausgehend von $\vec{F} = \Delta\vec{p}/\Delta t$ und $1/\Delta t = \Gamma_{sc}$:

$$\vec{F} = \hbar\vec{k}\Gamma_{sc} \ , \tag{1.2}$$

wobei Γ_{sc} die mittlere Streurate des Übergangs ist. Diese Streurate entspricht der Anzahl spontaner Emissionen pro Zeiteinheit und ist im Bereich der Sättigung bei hohen Intensitäten gleich folgendem Ausdruck:

$$\Gamma_{sc} = \frac{\gamma}{2}\,\frac{s}{1+s+\Delta^2} \qquad \text{mit} \qquad s = \tfrac{I}{I_s} \quad ; \quad \Delta = \tfrac{2(\delta+\omega_D)}{\gamma} \ . \tag{1.3}$$

Hierbei entspricht $\delta = \omega_L - \omega_0$ der Verstimmung der Laserfrequenz ω_L bezüglich der atomaren Absorptionsfrequenz ω_0. Die dopplerverschobene Frequenz, die das sich bewegende Atom „sieht“, ist $\omega_D = -\vec{k}\cdot\vec{v}$. Der Sättigungsparameter s gibt das Verhältnis der eingestrahlten Laserintensität I zur Sättigungsintensität I_s an. Die Sättigungsintensität zeichnet sich dadurch aus, daß bei dieser Intensität die Rate der Absorptionen gleich der spontanen Zerfallsrate γ ist; für I_s gilt nach [Met94]: $I_s = \frac{\pi hc}{3\lambda^3\tau}$. Die Zerfallsrate γ entspricht schließlich dem Inversen der natürlichen Lebendsdauer τ des angeregten Zustands ($\gamma = 1/\tau$).
Damit läßt sich dann für die Strahlungsdruckkraft schreiben:

$$\vec{F} = \frac{\hbar\vec{k}\gamma}{2}\,\frac{I/I_0}{1+I/I_0+\left[\frac{2(\delta-\vec{k}\cdot\vec{v})}{\gamma}\right]^2} \ . \tag{1.4}$$

Die Kraft wird maximal im Resonanzfall, wenn die Laserverstimmung gleich der Dopplerverschiebung des atomaren Übergangs ist. Geht man in den Bereich hoher Sättigung über ($I/I_0 \gg 1$), so vereinfacht sich die Gleichung 1.4 zu

$$\vec{F} = \hbar\vec{k}\,\frac{\gamma}{2} \ . \tag{1.5}$$

Die interessante Größe, die sich dann aus der maximalen Kraft (Gl. 1.5) ergibt, ist die maximal auf ein Atom mit der Masse m_{atom} im Laserlichtfeld wirkende Beschleunigung a_{max}, für die gilt:

$$\vec{a}_{\max} = \hbar\vec{k}\,\frac{\gamma}{2m_{Atom}} \ . \tag{1.6}$$

1.2.2 Doppler-Kompensation – allgemein und im inhomogenen elektrischen Feld

Für eine effektive Kühlung muß sichergestellt sein, daß zu jeder Zeit t die Atome mit dem ihm entgegenlaufenden Laserstrahl resonant wechselwirken. Betrachtet man bei einer für eine bestimmte Geschwindigkeitsklasse „richtigen“ Laserfrequenz ein oder mehrere Absorptions-/Emissionszyklen, so ist festzustellen, daß aufgrund der Geschwindigkeitsänderung durch die Wechselwirkung die Atome aus der resonanten Geschwindigkeitsklasse herausfallen und nicht mehr weiter beeinflußt werden. Die Wechselwirkung und damit die Abbremsung der Atome bricht sofort ab. Dies gilt insbesondere für Atome, deren Rückstoßgeschwindigkeit v_{rec} eine Änderung der Dopplerverschiebung ($\Delta\nu = \vec{k} \cdot \vec{v}_{rec}$) in der Größenordnung der Linienbreite Γ zur Folge hat, wie es z.B. bei dem im Helium-Experiment benutzten Kühlübergang ($2^3S_1 \rightarrow 3^3P_2$-Übergang bei λ=389 nm) der Fall ist. Hierbei liegt die Änderung der Frequenz durch Rückstoß bei $\Delta\nu = 0,65\,\mathrm{MHz}$ bei einer Linienbreite von $\Gamma = 1,5\,\mathrm{MHz}$, d.h. nach drei Kühlzyklen wäre das Atom auf jeden Fall außerhalb der Resonanz. Um die Änderung der Dopplerverschiebung des Kühlübergangs auszugleichen, gibt es unterschiedliche Methoden. Einerseits ist es möglich, die eingestrahlte Frequenz direkt zu variieren, andererseits können aber auch die Energieniveauabstände im atomaren System selber verändert werden[1]. Zur ersten Kühlmöglichkeit gehört die sog. Frequency-chirping-Technik, wobei die Laserfrequenz der sich ändernden Dopplerverschiebung z.B. durch den Einsatz elektrooptischer Modulatoren (EOM) [Ert85] oder durch direkte Wellenlängenänderung am Laser [Bal79] angepaßt wird. Bei der anderen Variante wird bei einer festen Laserwellenlänge durch Einwirkung von äußeren Feldern auf die Atome durch Niveauaufspaltung (Zeeman-Effekt) oder Niveauverschiebung (Stark-Effekt) dafür gesorgt, daß zu jeder Zeit der ausgewählte atomare Übergang resonant angeregt werden kann. Die Verwendung des Zeeman-Effekts, also die Kompensation der Dopplerverschiebung durch ein inhomogenes Magnetfeld, ist heutzutage die am häufigsten verwandte Methode zur Kühlung von Atomstrahlen (*Zeeman-Slower* [Met94, Phi82]). Als Nachteil der Zeeman-Kühlung erweisen sich die am Ende der eigentlichen Kühlstrecke noch vorhandenen Streumagnetfelder, die durch zusätzliche Magnetfelder neutralisiert werden müssen, um sicherzustellen, daß die Wechselwirkung zwischen Atom und Laser tatsächlich am Kühlstreckenende abbricht. Auch ist der Aufwand, genügend starke Magnetfelder zu erzeugen, nicht zu vernachlässigen, da hierfür mitunter wassergekühlte Spulen erforderlich sind. Beim Einsatz elektrischer Felder (*Stark-Slower*) ist es hingegen möglich, sehr nahe an das Kühlstreckenende, wo die Dichte der gekühlten Atome am größten ist, weitere Experimente zu postieren, da die elektrischen Streufelder sehr schnell gegen Null gehen. Das Kühlen von Atomen mit Hilfe des Stark-Effekts wurde schon erfolgreich bei Natrium [Gag94] und Cäsium [Yeh95] gezeigt.

Laserkühlung in inhomogenen elektrischen Feldern

Geschieht die Kühlung im elektrischen Feld (siehe Kapitel 2.4 am Beispiel des metastabilen Heliums), so wird die Änderung der Dopplerverschiebung kompensiert durch die unterschiedlich starken Verschiebungen der beiden am Kühlkreislauf beteiligten Niveaus aufgrund des wirkenden Stark-Effekts. Die Stärke der Verschiebung im elektrischen Feld wird durch die Polarisierbarkeiten der betrachteten Niveaus bestimmt. Eine Voraussetzung für das effektive

[1] weitere Methoden siehe [Let95]

Kühlen im elektrischen Feld ist ein großer Unterschied in der Polarisierbarkeit der beteiligten Zustände. Wie im Anhang (Kapitel A.1) eingehend beschrieben gilt für die Starkverschiebung $\Delta\nu$ in einem äußeren elektrischen Feld der Stärke $\mathscr{E}$ im allgemeinen:

$$\Delta\nu = -\frac{1}{2}\,\alpha\,\mathscr{E}^2 \ . \tag{1.7}$$

Betrachtet man gezielt die Starkverschiebung eines atomaren Übergangs, so kann für die Polarisierbarkeit α die Differenz der Polarisierbarkeiten des Grundzustandes (α_i) und des angeregten Zustandes (α_f) eingesetzt werden. Damit ergibt sich die Änderung der Übergangsfrequenz zu:

$$\Delta\nu_{Stark} = -\frac{1}{2}\,\alpha_{fi}\,\mathscr{E}^2 \qquad \text{mit } \alpha_{fi} = \alpha_f - \alpha_i \tag{1.8}$$

Damit das Atom unter Einfluß der Dopplerverschiebung $\Delta\nu_{Doppler}$ und des elektrischen Feldes in Resonanz mit dem einfallenden Laserlicht konstanter Frequenz ν_{Laser} bleibt, muß bei der Betrachtung der Frequenzen dann gelten:

$$\nu_{Atom} + \Delta\nu_{Stark} = \nu_{Laser} + \Delta\nu_{Doppler} \ , \tag{1.9}$$

d.h. die mit der Abbremsung verbundene Zunahme der Resonanzfrequenz durch die Verminderung der Dopplerverschiebung wird durch die im gleichen Maße erfolgende Abnahme der Resonanzfrequenz durch die zunehmende Absenkung des oberen Kühlzustandes aufgrund des Stark-Effekts ausgeglichen, was schließlich in Abb. 1.2 graphisch veranschaulicht wird.

Da die Dopplerverschiebung mit zunehmender Bremsstrecke abnimmt, muß die Feldstärke des elektrischen Feldes anwachsen, um die Nachführbedingung (1.9) weiter erfüllen zu können. Das führt zu folgender Bedingung für die elektrische Feldstärke $\mathscr{E}$ [Schu99]:

$$E_z(x) = \sqrt{-\frac{2}{\alpha_{fi}}\left(\Delta\nu_{Laser} + \frac{\nu_{Laser}}{c}\sqrt{v_0^2 - 2ax}\right)} \ . \tag{1.10}$$

Dabei sei das elektrische Feld parallel zur z-Achse ausgerichtet, so daß gilt: $|\mathscr{E}| = E_z$. Der ideale Verlauf der elektrischen Feldstärke für eine optimale Kühlung der letztendlich betrachteten Heliumatome ist in Abb. 1.3 gezeigt. Angenommen wird hierfür die ideale Abbremsung der Atome von $v = 860\,\mathrm{m/s}$ auf $0\,\mathrm{m/s}$ auf einer Kühlstrecke von 1,5 Metern. Daraus ergibt sich eine effektiv wirkende Beschleunigung von $a = 0,205 \times a_{\max}$. Die für die Bestimmung des theoretischen Feldverlaufs benötigten Werte der Polarisierbarkeiten der am Kühlprozeß beteiligten Energieniveaus der Heliumatome sind dem Kapitel 2.2 zu entnehmen.

Damit sind die theoretischen Grundlagen zur Kühlung von neutralen Atomen in elektrischen Feldern anhand des metastabilen Heliums aufgezeigt worden; auf die experimentelle Umsetzung wird in Kapitel 2 näher eingegangen.

1.3 Speicherung neutraler Atome

1.3.1 Optische Molasse

Überlegungen, das Verfahren zur Kühlung von Atomen durch die Wechselwirkung mit resonantem Laserlicht für die Speicherung von Atomen einzusetzen, wurden zuerst von Hänsch

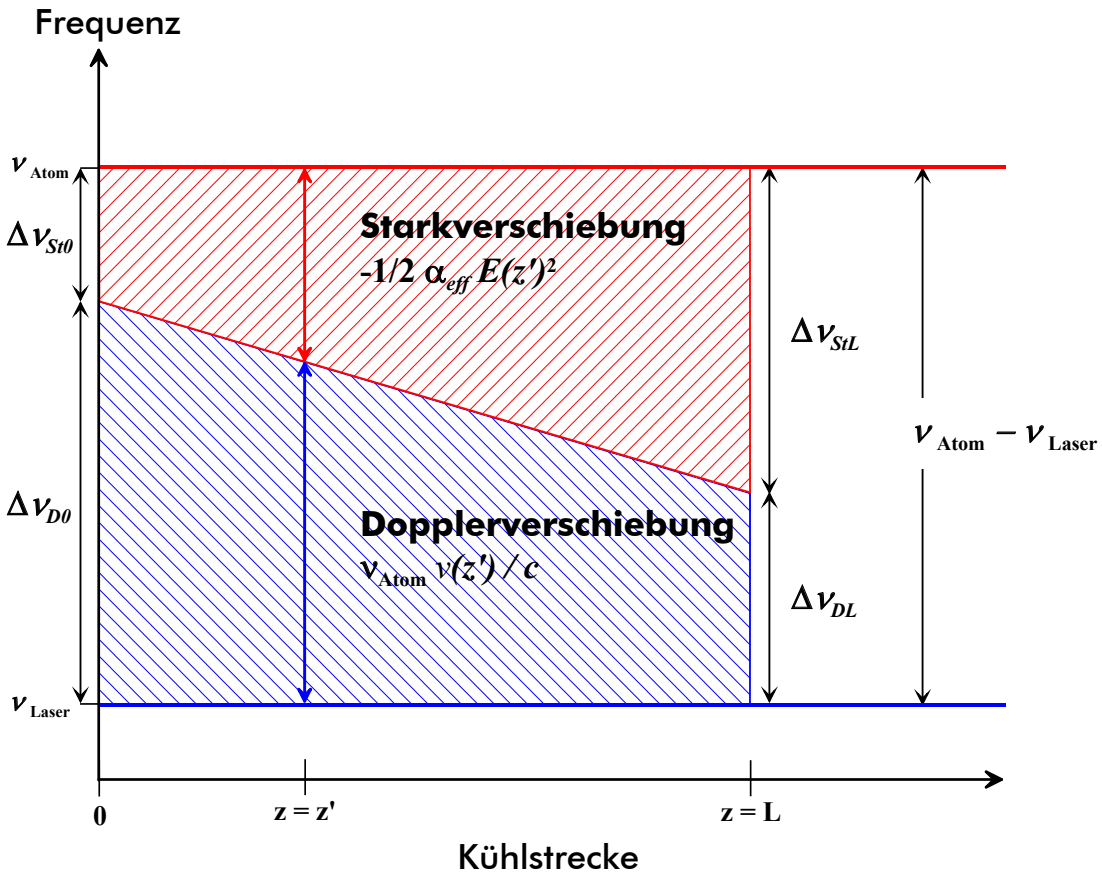


Abbildung 1.2 — Nachführung der atomaren Übergangsfrequenz durch den Stark-Effekt

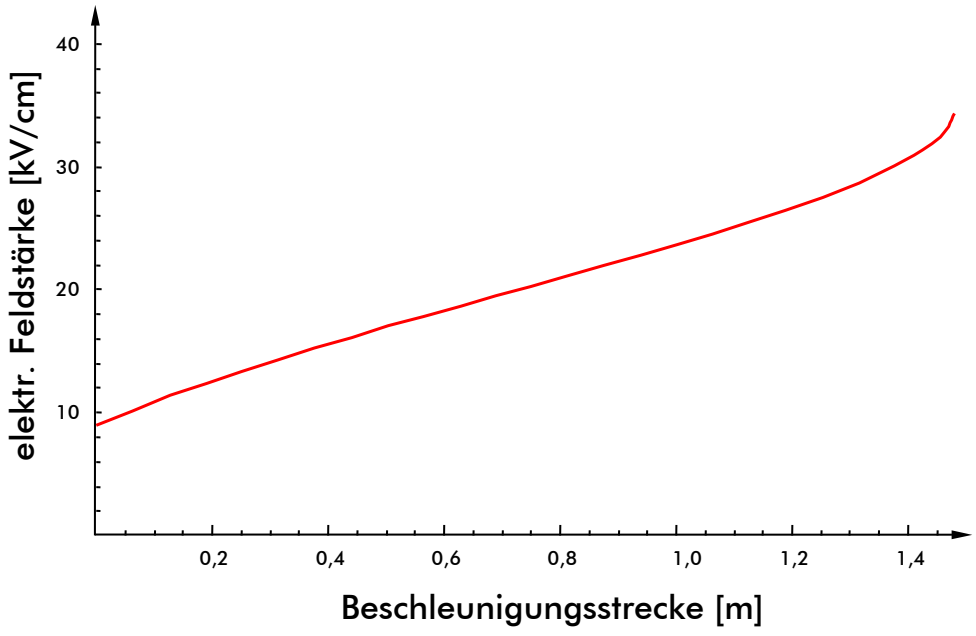


Abbildung 1.3 — Idealer Verlauf der elektrischen Feldstärke

und Schwalow 1975 veröffentlicht [Hae75]. Ziel dabei war, für die abgebremsten Atome im Dreidimensionalen eine schmale Geschwindigkeitsverteilung um $v = 0$ zu erreichen. Dafür wurden Atome aus allen drei Raumrichtungen mit entgegengesetzten, leicht unterhalb einer atomaren Resonanz verstimmten Lasern bestrahlt. Für die weitere Beschreibung wird zur Vereinfachung ein Atom im eindimensionalen Fall betrachtet, das von zwei gegenläufigen Laserstrahlen beeinflußt wird. Das Atom bewege sich nun mit einer Geschwindigkit v in dem Laserlichtfeld, dessen Frequenz ν leicht unterhalb (rotverstimmt) einer atomaren Resonanzfrequenz ν_0 liegt. Aufgrund des Doppler-Effekts verschiebt sich die Frequenz des Lasers, auf den sich das Atom zubewegt, aus Sicht des Atoms näher hin zur Resonanzfrequenz ν_0, während die Frequenz des Lasers, von dem sich das Atom entfernt, gegenüber der Resonanzfrequenz noch weiter rotverstimmt erscheint. Infolgedessen werden mehr Photonen entgegen der Bewegungsrichtung des Atoms absorbiert, wodurch das Atom abgebremst wird. Dieses Kühlprinzip basiert hauptsächlich auf dem Doppler-Effekt und wird daher auch als „Doppler-Kühlung“ bezeichnet.

Obwohl der Kühlprozeß aufgrund der diskreten Impulsüberträge quantenmechanischer Natur ist, kann die atomare Bewegung klassisch behandelt werden, wenn das atomare Wellenpaket im Orts- und Impulsraum wohllokalisiert ist. In diesem Fall kann die zeitgemittelte Wechselwirkung in die eigentliche Kühlkraft (Strahlungsdruckkraft) und einen Diffusionsterm, der die stochastische Natur der spontanen Emission umfaßt, aufgeteilt werden. Die auf das Atom im eindimensionalen Fall wirkende Gesamtkraft F_{atom} ergibt sich aus der unabhängigen Betrachtung der beiden Laserstrahlen als Summe der Käfte F_+ und F_-, die jeder Laserstrahl einzeln auf das Atom ausübt (siehe die Gleichung für die Strahlungsdruckkraft, Gl. 1.4), wobei eine sehr geringe Laserintensität ($I/I_0 \ll 1$) angenommen werden kann. Somit gilt ([Phi92]):

$$F_{atom}(v) = \underbrace{\hbar\, k\, \frac{\gamma}{2}\, \frac{I/I_0}{1 + \left[\frac{2(\delta - kv)}{\gamma}\right]^2}}_{F_+} - \underbrace{\hbar\, k\, \frac{\gamma}{2}\, \frac{I/I_0}{1 + \left[\frac{2(\delta + kv)}{\gamma}\right]^2}}_{F_-} \tag{1.11}$$

Der graphische Verlauf der Gesamtkraft, wie auch der einzelnen Kräfte, ist in Abbildung 1.4 in Abhängigkeit von der Atomgeschwindigkeit v dargestellt. Für kleine Geschwindigkeiten um $v = 0$ herum zeigt sich, daß die Stärke der Kraft linear von der Geschwindigkeit der Atome abhängt. In diesem Bereich gilt für die Kraft somit folgender Ansatz:

$$F_{atom} = -\alpha v$$

Die Kraft in diesem Laserlichtfeld ist also auf eine reine Dämpfungskraft zurückzuführen, die das Atom letztendlich auf $v = 0$ abbremst. Die Bewegung des Atoms im Lichtfeld ähnelt somit der Bewegung in einer hochviskosen Flüssigkeit. Daher ist die Bezeichnung „optische Molasse“ in diesem Zusammenhang treffend. Erweitert man nun das Schema auf drei Dimensionen und läßt aus allen sechs Raumrichtungen Laserlicht auf das Atom einwirken, so ist es möglich, dieses für einen längeren Zeitraum innerhalb des Lichtfeldes zu halten. Eine Speicherung in dem Sinne, daß dem Atom keine Möglichkeit des Entkommens gegeben ist, liegt dabei allerdings noch nicht vor. Die Atome in der Molasse haben zwar im Mittel eine Geschwindigkeit von $v = 0$, aber aufgrund der durch die Streuung von Photonen und dem damit einhergehenden Impulsübertrag hervorgerufenen Zitterbewegung des Atoms, diffundiert dieses langsam aus dem Wechselwirkungsbereich hinaus und geht verloren. Die Dämpfungskraft ist im wesentlichen eine geschwindigkeitsabhängige Kraft, zur Speicherung

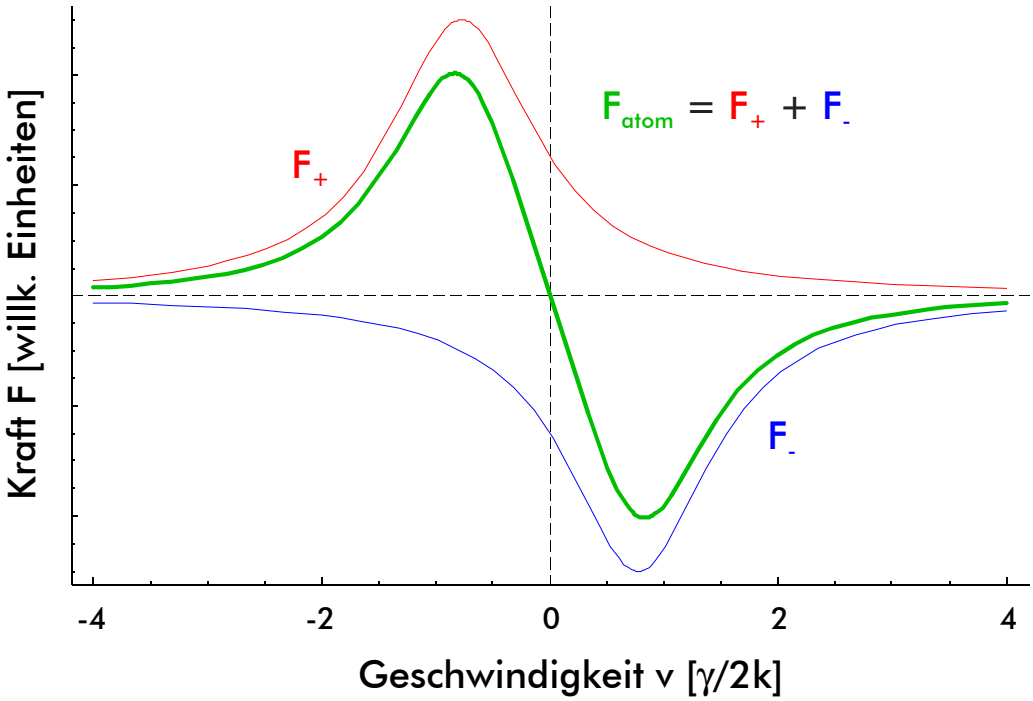


Abbildung 1.4 — Der prinzipielle Verlauf der Kraftwirkung auf ein Atom, das sich im Lichtfeld zweier gegenläufiger Laser mit der Geschwindigkeit v bewegt. Die Laserfrequenzen sind dabei jeweils um $\delta = -\gamma/2$ bezüglich der atomaren Resonanzfrequenz ν_0 verstimmt.

ist jedoch eine ortsabhängige Kraft, die Rückstellkraft, vonnöten, die dafür sorgt, daß das Atom Richtung Fallenzentrum zurückgetrieben wird.

1.3.2 Magneto-optische Falle (MOT)

Das Konzept der optischen Molasse läßt sich durch Hinzufügen einer ortsabhängigen Kraft für die Speicherung von neutralen Atomen benutzen. J.Dalibard und C.Cohen-Tannoudji machten sich bei ihren theoretischen Überlegungen bezüglich einer ortsabhängigen Kraft die Zeeman-Aufspaltung von atomaren Energieniveaus in inhomogenen Magnetfeldern zunutze [Dal89]; die experimentelle Umsetzung gelang schließlich Raab *et al.* mit dem Speichern von Natriumatomen in einer magneto-optischen Falle [Raa87]. Die magneto-optische Falle (*engl.* magneto-optical trap - im weiteren Verlauf der Arbeit auch kurz als MOT bezeichnet) besteht aus drei Laserstrahlpaaren, die sich entlang der drei Raumrichtungen senkrecht zueinander, jeweils entgegengesetzt am Nullpunkt eines durch Anti-Helmholtz-Spulen erzeugten Quadrupolmagnetfeldes überlagern. Die Laserstrahlen sind zirkular polarisiert und ihre Frequenz ist gegenüber der atomaren Frequenz „rot-verstimmt“, d.h. verringert. Die MOT kombiniert das Prinzip der optischen Molasse mit einer ortsabhängigen laserkühlenden Kraft. Durch diese zusätzliche Kraft ist es mit der MOT möglich, ausreichend langsame Atome einzufangen und weiter abzukühlen. Das Fallenprinzip der MOT läßt sich relativ leicht anhand eines in Abb. 1.5 gezeigten 1D-Schemas verdeutlichen. Ausgegangen wird von einem Atomsystem mit zwei Zuständen: $J = 0$ als Grundzustand und $J = 1$ als angeregter Zustand. Die

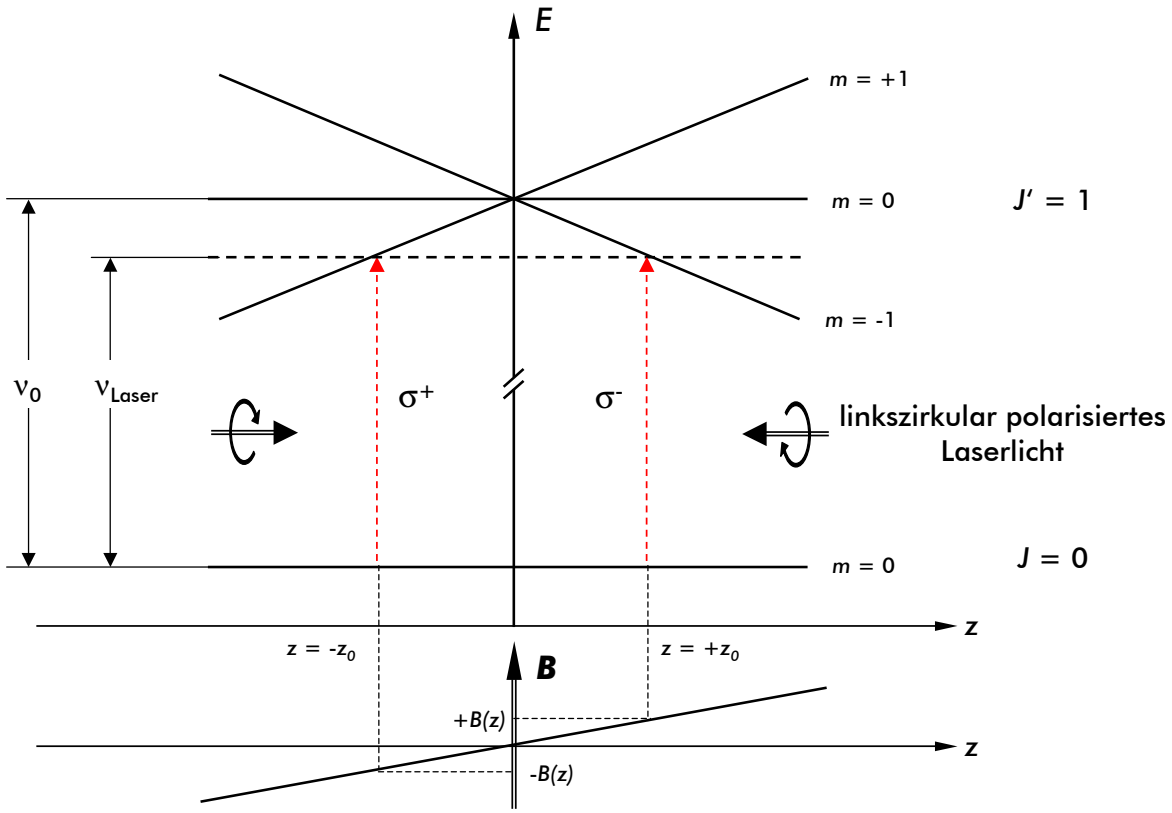


Abbildung 1.5 — Prinzipskizze der Funktionsweise einer magneto-optischen Falle im eindimensionalen Fall entlang einer Raumrichtung (z-Achse). Gezeigt ist der MOT-Übergang vom Grundzustand ($J = 0$) in den angeregten $J' = 1$-Zustand mit dessen Aufspaltung in Abhängigkeit von der Ortskoordinate bzw. des im unteren Teil gezeigten Magnetfeldverlaufs. Die möglichen optischen σ-Übergänge sind gekennzeichnet, ebenso die Polarisationsrichtung des einfallenden Laserlichts – weiteres siehe Text.

magnetischen Unterzustände im angeregten Zustand spalten unter Magnetfeldeinfluß gemäß des Zeeman-Effekts auf ($\Delta E_{Zeeman} = \mu_0 B m_J g$ mit $\mu_0 = e\hbar/(2m_e)$: Bohrsches Magneton, g: Landé-Faktor). Von beiden Seiten wird jeweils Licht gleicher Helizität (linkspolarisiert) eingestrahlt. Bezüglich des im unteren Teil der Abbildung gezeigten Magnetfeldverlaufs ergibt sich somit, daß im Bereich der positiven z-Achse σ^--Übergänge induziert werden können, im Bereich der negativen z-Achse σ^+-Übergänge. Da nun die Laserfrequenz ν_{Laser} gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz ν_0 rotverstimmt ist ($\nu_{Laser} < \nu_0$), wechselwirkt ein Atom, das sich z. B. im positiven z-Achsenabschnitt vom Fallenzentrum wegbewegt, aufgrund der dopplerverschobenen Laserfrequenz eher mit dem entgegenkommenden Laserstrahl. Dadurch wird das Atom abgebremst und schließlich Richtung Fallenzentrum zurückbeschleunigt. Befindet sich das Atom im negativen z-Achsenabschnitt, so kann es mehr Photonen des σ^+-Übergänge induzierenden Lichts streuen und wird ebenfalls Richtung $z = 0$ beschleunigt. Somit erfährt das Atom neben der Dämpfungskraft auch eine ortsabhängige Rückstellkraft $F = -\kappa z$, wobei κ als Federkonstante angesehen werden kann. Eine grundlegende theoretische Betrachtung der magneto-optischen Falle findet sich in [Ste92], im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird an

gegebener Stelle ebenfalls noch auf einige Aspekte hingewiesen.

Mit der magneto-optischen Falle steht ein Werkzeug zur Erzeugung und Speicherung ultrakalter Atomensemble zur Verfügung, die somit als Ausgangspunkt für weitergehende Experimente dienen. Der Einsatz von MOTs als Vorkühlung für andere Fallentypen und zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten hat sich etabliert. Ebenso dient die MOT als experimentelles Rüstzeug bei der Untersuchung des Verhaltens ultrakalter Gase und hier insbesondere von Ensemblen ultrakalter Rydbergatome.

2 Magneto-optisches Speichern von metastabilem Helium unter Verwendung eines Stark-Slowers

2.1 Einleitung

Das folgende Kapitel beschreibt die Erzeugung eines ultrakalten Ensembles metastabiler Heliumatome. Das Speichern von kalten metastabilen Heliumatomen in einer magneto-optischen Falle ist als Zwischenschritt auf dem Weg zur Speicherung der Atome in zeitlich veränderlichen elektrischen Feldern geplant. Letztendlich sollen die Heliumatome aus der MOT in die im zweiten Teil dieser Arbeit behandelte elektrische Falle umgeladen werden, um weitere Experimente durchführen zu können. Der Vorteil der Speicherung von neutralen Atomen in elektrischen Feldern besteht in der Unabhängigkeit der Spinorientierung bezüglich des Fallenfeldes. Im Gegensatz zu magnetischen Feldern kommt es bei elektrischen Feldern nicht zu einer Spinausrichtung der Atome, da der Spin nicht an das elektrische Feld koppelt. Somit bleibt der Spin bei den geplanten Untersuchungen von ultrakalten Stößen zwischen den gespeicherten Heliumatomen eine variable Größe, die zur Präparation von Anfangszuständen der Stoßpartner benutzt werden kann. Von Interesse ist dabei insbesondere die Untersuchung von Penning-Ionisationsprozessen, die bei dichten ultrakalten Ensemblen einen Hauptverlustkanal darstellen und deren Ionisationsraten spinabhängig sind.

Das Experiment zur Speicherung der Heliumatome in einer magneto-optischen Falle umfaßt einerseits die Anwendung von Standardtechniken zum Aufbau und Betrieb der magneto-optischen Falle, andererseits die nicht-konventionelle Art des Ladens der MOT mit metastabilen Heliumatomen aus einem sog. *Stark-Slower* heraus. Aufgrund ihrer hohen thermischen Geschwindigkeit ($v_{th} \approx 2000\,\mathrm{m/s}$) ist es nicht möglich, Heliumatome aus dem Hintergrundgas zu fangen. Um in den energetischen Einfangbereich der MOT zu kommen, müssen die Heliumatome gekühlt werden. Die Standardtechnik zum Kühlen von neutralen Atomen basiert auf der Wechselwirkung zwischen dem Laserlicht und den Atomen in inhomogenen magnetischen Feldern (*Zeeman-Slower* – erstmals von W.Phillips und H.Metcalf demonstriert [Phi82]). Dabei wird die sich durch die abbremsende Wirkung der Strahlungsdruckkraft auf die Atome ändernde Dopplerverschiebung der Kühllaserfrequenz (siehe Kapitel 1.2) durch die Verschiebung der atomaren Energieniveaus aufgrund eines äußeren Magnetfeldes (Zeeman-Effekt) ausgeglichen. Im Falle des Heliums erfolgt dabei die Kühlung unter Verwendung des $2\,^3\mathrm{S}_1 \rightarrow 2\,^3\mathrm{P}_2$ - Übergangs bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1083\,\mathrm{nm}$ (z. B. [Roo97]).

Wie schon in Kapitel 1.2.2 gezeigt, kann die Laserkühlung auch in inhomogenen elektrischen Feldern stattfinden, wobei die Kompensation der Doppler-Verschiebung durch den Stark-Effekt und die daraus resultierende Verschiebung der am Kühlzyklus beteiligten atomaren Niveaus im elektrischen Feld erfolgt. Das Abbremsen von Alkaliatomen in statischen elektrischen Feldern mittels Laserkühlung wurde von Gaggl 1994 [Gag94] und Yeh 1995 [Yeh95] demonstriert. Obwohl diese Kühlungsexperimente in elektrischen Feldern erfolgreich waren, schien das Prinzip von begrenztem Wert. Problematisch war die Tatsache, daß die

geringe elektrische Polarisierbarkeit der benutzten angeregten atomaren Zustände sehr hohe elektrische Feldstärken erforderlich machte, um die Niveaus entsprechend der abnehmenden Dopplerverschiebung nachzuführen. Bei der Kühlung von Natriumatomen mußten z. B. mehrere hundert kV/cm angelegt werden. Der eigentliche Fortschritt bei der Verwendung des Stark-Effekts zur Kühlung metastabiler Heliumatome liegt in der Verwendung eines höher angeregten Zustandes als oberes Kühlniveau ($3\,^3\mathrm{P}$). Die hohe Polarisierbarkeit dieses Zustandes, die im Vergleich zum $2\,^3\mathrm{P}$- Zustand 50mal größer ist, erlaubt es, relativ moderate Feldstärken von weniger als 35 kV/cm zu benutzen. Zusätzlich dazu ermöglicht die bei diesem Kühlschema benutzte Wellenlänge von $\lambda = 389\,\mathrm{nm}$ und dem damit verbundenen Impulsübertrag pro Absorption, der gegenüber der Kühlung in magnetischen Feldern ca. dreimal so hoch ist, eine weitaus kürzere Kühlstrecke.

Im Vorfeld dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß es möglich ist, metastabile Heliumatome mit Hilfe eines *Stark-Slowers* abzubremsen [Schu99]. Die dabei ermittelten Endgeschwindigkeiten lagen unter 200 m/s, womit gezeigt wurde, daß sich der benutzte quasi geschlossene Zwei–Niveau–Kühlübergang zur Kompensation der sich ändernden Doppler-Verschiebung eignet. Diese Geschwindigkeiten lagen jedoch noch über der maximalen Einfanggeschwindigkeit einer sich später anschließenden magneto–optischen Falle. Eine Verbesserung des *Stark-Slowers* durch die Verwendung von Feldplattenpaaren, die dem benötigten Feldverlauf optimaler angepaßt worden sind, führt schließlich zu Endgeschwindigkeiten der Heliumatome, die unter 50 m/s liegen und die Speicherung der Heliumatome in einer MOT am Ende der Kühlstrecke erlauben.

2.2 Atomare Eigenschaften von Helium

2.2.1 Termschema und Kühlübergänge

Helium ist das leichteste Edelgas im Periodensystem. Es besitzt zwei Elektronen, die die innerste Schale im Grundzustand komplett auffüllen. Damit kann Helium als Prototyp für das fundamentale Drei-Körper-Coulombsystem betrachtet werden. Der erste per Dipolübergang erreichbare angeregte Zustand ist der $2^1\mathrm{P}_1$ - Zustand. Allerdings wird hierfür Licht mit der Wellenlänge von 58 nm benötigt, was weit außerhalb des optischen Bereichs im Röntgenbereich liegt. Für die Laserkühlung sind aufgrund dieser kurzen Wellenlängen Heliumatome im Grundzustand nicht geeignet. Geht man allerdings vom metastabilen Zustand als Grundzustand für die Laserkühlung aus, so ergeben sich zwei mögliche Kühlübergänge: zum einen der Übergang $2\,^3\mathrm{S}_1 \rightarrow 2\,^3\mathrm{P}_2$ bei einer Wellenlänge von λ =1083 nm, zum anderen der Übergang $2\,^3\mathrm{S}_1 \rightarrow 3\,^3\mathrm{P}_2$ bei λ =389 nm.

Metastabiler Zustand Der metastabile Grundzustand des Heliums definiert sich als Zustand, in dem ein Elektron im 1s-Zustand verbleibt, während das andere Elektron in das um ca. 20 eV über dem Grundzustand liegende 2s-Niveau übergeht. Die Energie, die für diesen Übergang notwendig ist, erhält das Elektron in der Regel durch Elektronstoßanregung bzw. durch Radiofrequenzanregung. Solange sich beide Elektronen im Grundzustand befinden, ist die Spinausrichtung durch das Pauli-Prinzip vorgegeben: beide Elektronenspins stehen antiparallel zueinander. Wird ein Elektron in den 2s-Zustand angeregt, so kann dieses bezüglich des verbleibenden Elektrons zwei Spinzustände einnehmen: einerseits antiparallel, andererseits parallel. Stehen beide Spins antiparalell zueinander, so wird vom metastabilen

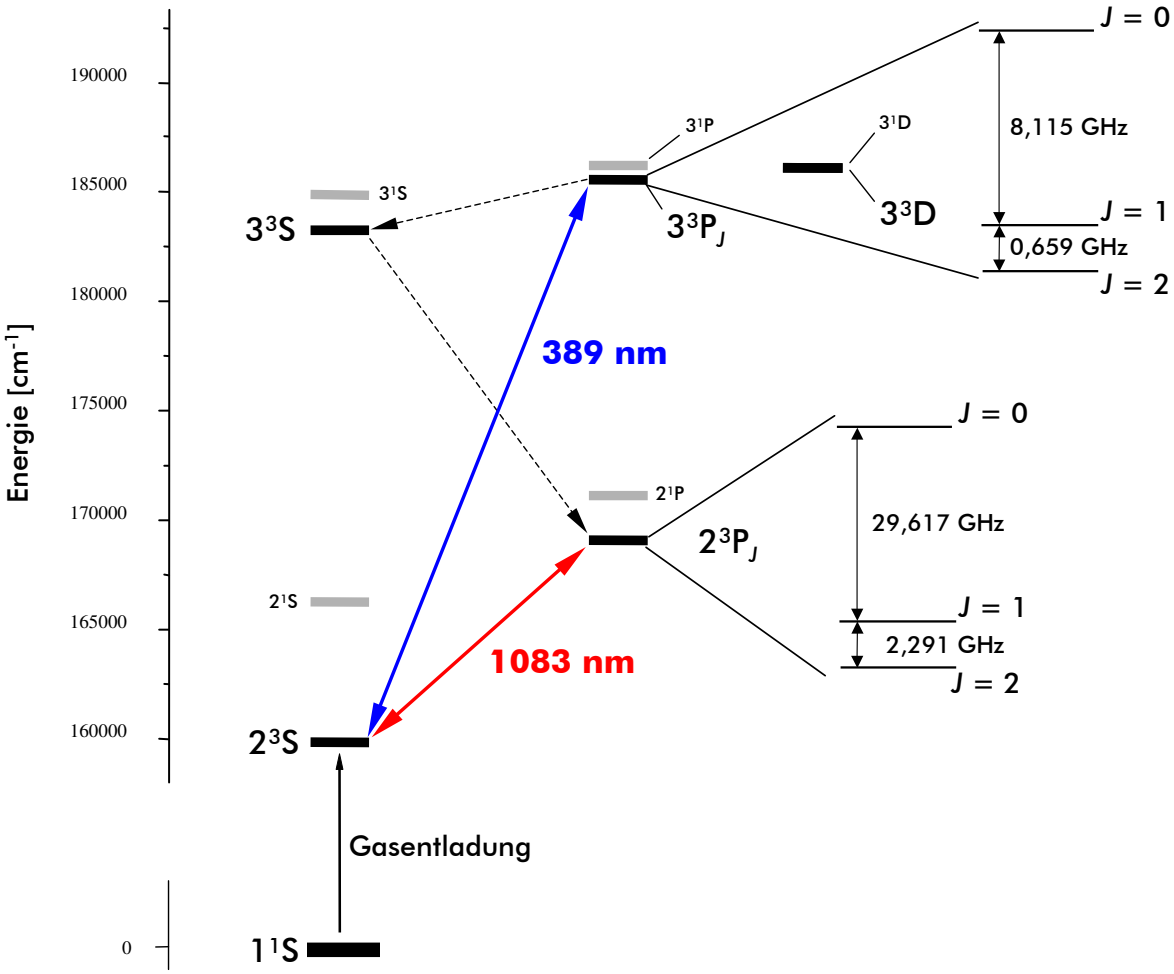


Abbildung 2.1 — Ausschnitt aus dem Termschema für Helium. Der langlebige metastabile 2^3S - Zustand wird durch Elektronenstoßanregung in einer Gasentladung bevölkert. Die Kühlübergänge $2\,^3S_1 \rightarrow 3\,^3P_2$ (389 nm) und $2\,^3S_1 \rightarrow 2\,^3P_2$ (1083 nm) sind hervorgehoben. Angegeben ist zusätzlich die Feinstrukturaufspaltung der oberen Kühlniveaus in die J-Unterzustände. Gestrichelt ist der 10%ige Verlustkanal für die Kühlung bei 389 nm eingezeichnet. Komplettiert wird das Energieniveauschema durch die Zustände des Singulettsystems (grau).

Singulettzustand (kurz 2^1S_0) gesprochen, dessen Lebensdauer ca. 20 ms beträgt. Stehen die Spins parallel zueinander, so handelt es sich um den metastabilen Triplettzustand ($2\,^3S_1$) mit einer Lebensdauer von ca. 9000 s. In beiden Fällen ist der 2s-Zustand metastabil, d.h. die Zerfallszeiten in den Grundzustand sind im Vergleich zu normalen Dipolübergängen ($\tau \approx 10^{-9}$ s) sehr lang, da ein direkter elektrischer Dipolübergang in den Grundzustand aufgrund der Auswahlregeln für Dipolübergänge ($\Delta l = \pm 1$) verboten ist. Aufgrund der Spinstellung ist der Triplettzustand verglichen mit dem Singulettzustand nahezu stabil, da der Übergang in den Grundzustand noch zusätzlich eine Spinumkehr voraussetzt. Zur Notation ist festzuhalten, daß allgemein Helium im metastabilen Zustand mit He* gekennzeichnet wird.

Die erwähnten möglichen Kühlübergänge finden beide Anwendung bei der Kühlung und Speicherung der Heliumatome. Der $\lambda = 389$ nm-Übergang wird für die Laserkühlung der metastabilen Heliumatome im Stark-Slower benutzt. Der optische Übergang im Infraroten ($\lambda = 1083$ nm) findet Verwendung bei der Ablenkung und transversalen Kühlung der Atome, sowie bei der Speicherung der He*-Atome in der MOT. Das in Abb. 2.1 gezeigte Termschema enthält die Energieniveaustruktur des metastabilen Heliumatoms inklusive der Feinstrukturaufspaltung der einzelnen angeregten Niveaus ($2\,^3P$, $3\,^3P$). Zusätzlich hervorgehoben sind die Kühl- und Speicherübergänge. Die Eigenschaften der beiden Kühlübergänge sind schließlich in der Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Übergang		$2\,^3S_1 \rightarrow 2\,^3P_2$	$2\,^3S_1 \rightarrow 3\,^3P_2$
Wellenlänge	λ [nm]	1083,03	388,86
Lebensdauer	τ [ns]	98	107
Zerfallsrate	$\gamma/2\pi$ [MHz]	1,62	1,49
Rückstoßgeschwindigkeit[1]	v_{recoil} [m/s]	0,092	0,256
Sättigungsintensität	I_s [mW/cm^2]	0,17	3,31
max. Bremsbeschleunigung	a_{max} [m/s^2]	$4,7 \cdot 10^5$	$12 \cdot 10^5$
experimentelle Verwendung		transversale Kühlung, MOT	longitudinale Kühlung

Tabelle 2.1: Charakteristische Werte der möglichen Kühlübergänge des metastabilen Heliums

2.2.2 Helium im elektrischen Feld

Die Kühlung der Heliumatome unter Verwendung des Stark-Effekts ist nur deshalb möglich, weil die beteiligten Niveaus aufgrund verschiedener Polarisierbarkeiten im elektrischen Feld unterschiedlich stark verschoben werden. Die Verschiebung der Energieniveaus des $3\,^3P$-Multipletts sind in Abb. 2.2 dargestellt. Für die Polarisierbarkeiten des metastabilen Grundzustandes (α_i) und des $3\,^3P$-Multipletts (α_f) gelten folgende Werte [Schu97]:

[1] Masse für Helium: $m_{He} = 6,647 \cdot 10^{-27}$ kg

1. skalarer Anteil:

$$\begin{aligned} \alpha_{sc,i}(2\ ^3\mathrm{S}) &= 0,076\,\mathrm{MHz}\ (\mathrm{kV/cm})^{-2} \\ \alpha_{sc,f}(3\ ^3\mathrm{P}) &= 4,279\,\mathrm{MHz}\ (\mathrm{kV/cm})^{-2} \end{aligned}$$

2. tensorielle Anteile des $3\,^3$P-Multipletts mit der Angabe der zur Änderung der Übergangsfrequenz beitragenden Polarisierbarkeit $\alpha_{trans} = \alpha_f - \alpha_i$:

Unterniveaus	(J, m_J)	$\alpha_{ten,f}(J)$ [MHz $(\mathrm{kV/cm})^{-2}$]	$\frac{3m_J^2 - J(J+1)}{J(2J-1)}$	α_{trans} [MHz$(\mathrm{kV/cm})^{-2}$] (nach Gl. A.7)
(1s 3p) $^3\mathrm{P}_0$	(0,0)	0	-	4,20
(1s 3p) $^3\mathrm{P}_1$	(1,0)	-0,0433	-2	4,29
	(1,1)	-0,0433	1	4,16
(1s 3p) $^3\mathrm{P}_2$	(2,0)	0,0866	-1	4,11
	(2,1)	0,0866	-1/2	4,16
	(2,2)	0,0866	1	4,29

Der tensorielle Anteil der Polarisierbarkeit führt zu einer $|m|$-abhängigen Aufspaltung der Energieniveaus. Da die tensorielle Polarisierbarkeit des metastabilen Grundzustandes vernachlässigbar ist, bleibt dieser Zustand im elektrischen Feld entartet. Betrachtet man hingegen den im Kühlprozeß verwandten $3\,^3$P-Zustand, so zeigt sich durch den Einfluß der tensoriellen Polarisierbarkeit die Aufhebung der Entartung bezüglich der magnetischen Unterzustände $|m_J|$ (Abb. 2.2 (b)). Ab einer Feldstärke von 30 kV/cm übersteigt die Aufspaltung zwischen den $|m| = 1$- und $|m| = 2$-Zuständen die Breite des ungestörten Niveaus (1, 5 MHz) um eine Größenordnung, was zu erheblichen Konsequenzen für die Kühlung führen kann (s.u.).

2.2.3 Verlustkanal im Kühlzyklus

Da sich bei der Inbetriebnahme der magneto-optischen Falle zeigt, wie sensitiv die Kühlung der metastabilen Heliumatome im elektrischen Feld auf magnetische Streufelder ist, muß an dieser Stelle der Einfluß von Magnetfeldern auf das Kühlschema betrachtet werden. Wie schon im Termschema (Abb. 2.1) zusätzlich angedeutet, existiert für den $3\,^3\mathrm{P}_2$-Zustand neben dem direkten Zerfall in den Grundzustand eine weitere Zerfallsmöglichkeit, die kaskadenförmig über den $3\,^3$S- und $2\,^3$P-Zustand in den Grundzustand $2\,^3\mathrm{S}_1$ führt. Der optische Kühlübergang für die Laserkühlung ist, wenn man die Besetzung der magnetischen Unterzustände der Feinstrukturniveaus mit in Betracht zieht, ein Übergang zwischen dem $2\,^3\mathrm{S}_1$, $|m_J| = 1$-Zustand und dem $3\,^3\mathrm{P}_2$, $|m_J| = 2$-Zustand, da im elektrischen Feld durch linear polarisiertes Licht nur Übergänge mit $|\Delta m_J| = 1$ angeregt werden können. Stünde nur der Kühlübergang als Zerfallskanal zur Verfügung, so würde sich ein geschlossenes

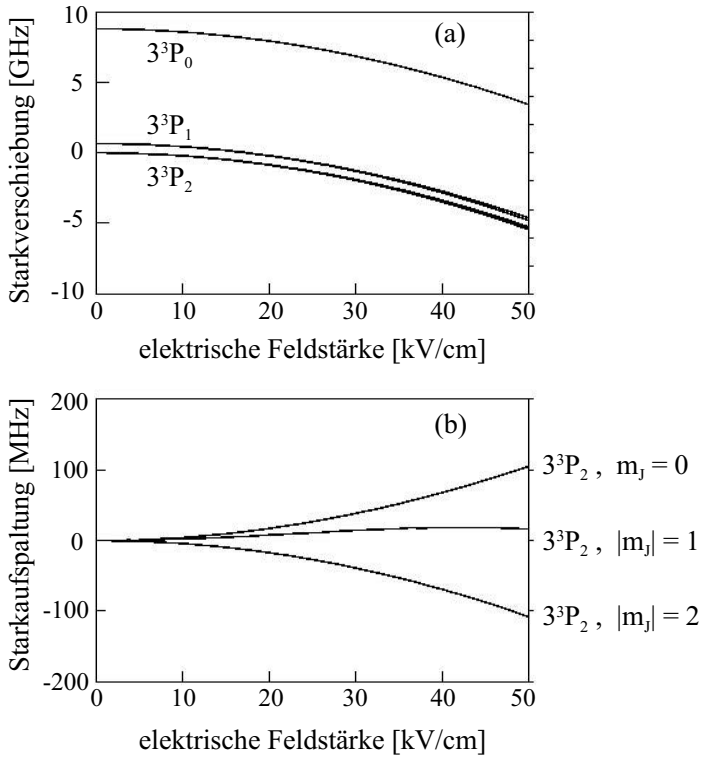


Abbildung 2.2 — (a) Starkverschiebung des 3^3P - Multipletts
(b) Starkaufspaltung des $3^3P_{J=2}$-Zustandes

Zwei-Niveau-System ergeben, da der Zerfall aufgrund der Auswahlregeln für optische Dipolübergänge nur in den $|m_J| = 1$-Zustand erfolgen kann. Der Zerfall durch spontane Emission findet jedoch zu 10% auch über die genannten Zwischenniveaus in den Grundzustand statt. Dadurch kommt es auch zur Besetzung des $2\,^3S_1$, $|m_J| = 0$-Zustandes, aus dem heraus nur der $3\,^3P_2$,$|m_J| = 1$-Zustand angeregt werden kann. Dieser kann dann aber wieder in den $|m_J| = 1$-Zustand des unteren Kühlniveaus zerfallen, aus dem dann die Kühlung fortgeführt werden kann. Solange die Feldstärken moderat bleiben, kann dieser Übergang auch durch den Kühllaser getrieben werden. Kommen die Heliumatome aber in Bereiche höherer Feldstärken, so macht sich die Aufspaltung der magnetischen Unterzustände des angeregten Zustandes aufgrund des tensoriellen Anteils an der Polarisierbarkeit bemerkbar. Der auf die Anregung des $|m_J| = 2$-Zustandes optimierte Laser kann trotz seiner Breite von einigen MHz die Aufspaltung der Unterzustände nicht mehr überdecken, die Anregung aus dem $2\,^3S_1$,$|m_J| = 0$-Zustand unterbleibt, das Atom ist für den weiteren Kühlprozeß verloren. Um das optische Pumpen in den $2\,^3S_1$,$|m_J| = 0$-Zustand auch bei höheren Feldstärken innerhalb des Stark-Slowers zu vermeiden – hierbei ist insbesondere das letzte Stück des Slowers zu betrachten, das am nächsten an der magneto-optischen Falle und damit im Einflußbereich der Fallen-Magnetfelder liegt –, wird ein schwaches Magnetfeld senkrecht zum elektrischen Feld des Stark-Slowers erzeugt, das die magnetischen Unterzustände im $2\,^3S_1$-Zustand miteinander mischt (siehe dazu auch [Schu04]).

2.3 Aufbau

2.3.1 Vorbemerkung

Der komplette Aufbau des Experiments mit dem Ziel der Laserkühlung von metastabilen Heliumatomen in inhomogenen elektrischen Feldern sowie des Einfangens der gekühlten Atome am Ende der Kühlstrecke in einer magneto-optischen Falle ist sehr detailliert in der Doktorarbeit von R. Schumann[Schu04] beschrieben. Dort sind insbesondere umfangreiche Ausarbeitungen zum Quellenaufbau und dem Entwurf bzw. der Verwirklichung des zur Laserkühlung benötigten *Stark-Slowers* angefertigt worden. Zur Geometrie der für die Kühlung eingesetzten Feldplatten sind umfangreiche Simulationen durchgeführt worden. Ebenso werden die eingesetzten Lasersysteme und, bezüglich der Diodenlaser, auch deren Stabilisierungskonzept umfassend erklärt. Mittelpunkt der Arbeit sind die Untersuchungen zur Laserkühlung innerhalb des *Stark-Slowers* und deren letztendlich erfolgreicher Abschluß mit dem Erreichen von Endgeschwindigkeiten, die im Einfangbereich einer magneto-optischen Falle liegen.

Der Ausgangspunkt der hier vorliegenden Arbeit war ein schon im Experiment erprobter *Stark-Slower* und eine schon konzeptionierte und aufgebaute magneto-optische Falle am Ende der Kühlstrecke. Für die geplanten Experimente an Heliumatomen, die in elektrischen Wechselfeldern gespeichert werden sollen, war das Funktionieren der magneto-optischen Falle unerläßlich, sollte diese doch als Zwischenstufe bei der Speicherung fungieren. Schließlich war es mit dem in [Schu04] beschriebenen Fallenaufbau möglich, metastabile Heliumatome in einer MOT speichern zu können.

Ein erster Schritt war der Umbau der MOT dahingehend, daß in der Vakuumkammer ausreichend Platz für weitere Experimente geschaffen werden mußte. Die anfangs in einer Becherkonstruktion so nah wie möglich an die Atomstrahlachse gebrachten Magnetfeldspulen wurden außerhalb der Kammer um das eingesetzte CF160-Vakuumkreuz installiert. Die Beschreibung und die mit der Vergrößerung der Feldspulen einhergehenden Problematiken werden in Kapitel 2.5.1 eingehend erläutert.

Um die Anzahl der Atome in der Falle zu erhöhen, wurde von Dipl.Phys. S.Gerlach die Verkürzung der Kühlstrecke von $3 \times 50\,\mathrm{cm}$ auf $1 \times 100\,\mathrm{cm}$ nach dem Konzept aus [Schu04] verwirklicht. Einige Messungen an der magneto-optischen Falle sind mit dem verkürzten *Stark-Slower* durchgeführt worden, womit gezeigt werden konnte, daß die Kühlung von metastabilen Heliumatomen auch mit einer im Vergleich zur Standardkühltechnik benutzten *Zeeman-Slower* wesentlich kürzeren Wechselwirkungsstrecke auskommt. Die Eigenschaften der magneto-optischen Falle haben sich allerdings durch den Einsatz der kürzeren Kühlstrecke nicht wesentlich verändert, daher kann auf die Unterscheidung zwischen langer und kurzer Kühlstrecke beim Laden der MOT verzichtet werden.

2.3.2 Überblick

Bevor die wichtigsten Aspekte des Aufbaus näher erläutert werden sei an dieser Stelle ein Überblick über den Gesamtaufbau des *Stark-Slowers* gegeben. Anhand der Skizze in der Abbildung 2.3 kann der Aufbau in drei Teile gegliedert werden:

- Erzeugung eines Atomstrahls mit metastabilen Heliumatomen in einer mit Flüssigstickstoff (*engl.* Liquid Nitrogen – LN_2) gekühlten Quelle

- Strahlformung und Ablenkung vor dem Eintritt in die eigentliche Kühlstrecke mittels Diodenlaser
- die *Stark-Slower*-Sektion – der Feldplattenaufbau für das Kühlen des Atomstrahls in inhomogenen elektrischen Feldern

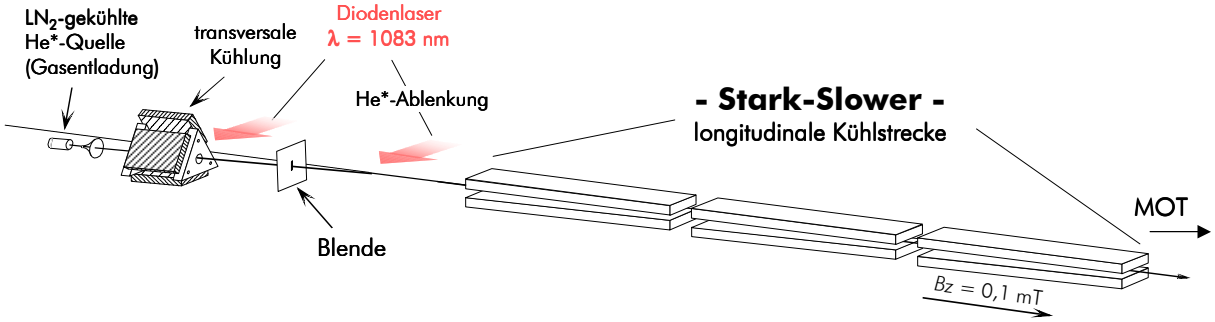


Abbildung 2.3 — Schematischer Aufbau der Kühlstrecke für metastabiles Helium innerhalb inhomogener elektrischer Felder (*Stark-Slower*). Details siehe Text.

Für Experimente an und mit kalten Atomen sind grundsätzlich zwei Grundvoraussetzungen zu schaffen: Erstens bedarf es einer Ultrahochvakuumapparatur, in der ein Atomstrahl erzeugt wird, die Atome abgebremst und gespeichert werden und die eigentlichen Experimente stattfinden, zweitens sind für die Manipulation der Atome durch Laserlicht hohe Anforderungen an die Laser zu stellen: Die Laserfrequenz muß zeitlich stabil stehen, wofür die Laser aktiv stabilisiert werden müssen, die Linienbreite des emittierten Lichts muß sehr schmal sein (im Idealfall kleiner als die natürliche Linienbreite des benutzten optischen Übergangs) und die abgegebene Leistung muß für die Kühlung und Speicherung der Atome ausreichend sein (größer als die Sättigungsintensität der angeregten Übergänge).

Im folgenden wird zuerst kurz auf die eingesetzten Lasersysteme eingegangen, bevor dann die Vakuumapparatur inklusive des *Stark-Slowers* und mit diesem dann auch die Experimente zur Kühlung der Atome beschrieben werden. Die Funktionsweise der einzelnen Komponenten werden anhand von Beispielmessungen erläutert. Auf weitere Details sei auf die Dissertation von R.Schumann[Schu04] verwiesen.

2.3.3 Lasersysteme

Die zum Einsatz kommenden Lasersysteme sind zum einen ein Titan:Saphir-Laser mit sich anschließender Frequenzverdopplung [Dam96] zur Erzeugung der Wellenlänge für die longitudinale Kühlung der He*-Atome innerhalb des *Stark-Slowers* ($\lambda = 389\,\mathrm{nm}$) und zum anderen zwei identische Diodenlasersysteme, die zur Bereitstellung des Laserlichts bei $\lambda = 1083\,\mathrm{nm}$ für die transversale Kühlung und Strahlkollimation bzw. als Speicherlaser bei der magneto-optischen Falle eingesetzt werden.

Erzeugung des $\lambda = 389\,\mathrm{nm}$-Lichtes

Als Quelle für das frequenzverdoppelte Licht bei $\lambda = 389\,\mathrm{nm}$ dient ein mittels Ar^+-Laser gepumpter Titan:Saphir(Ti:Sa)-Ringlaser (COHERENT899-21). Bei einer Pumpleistung von

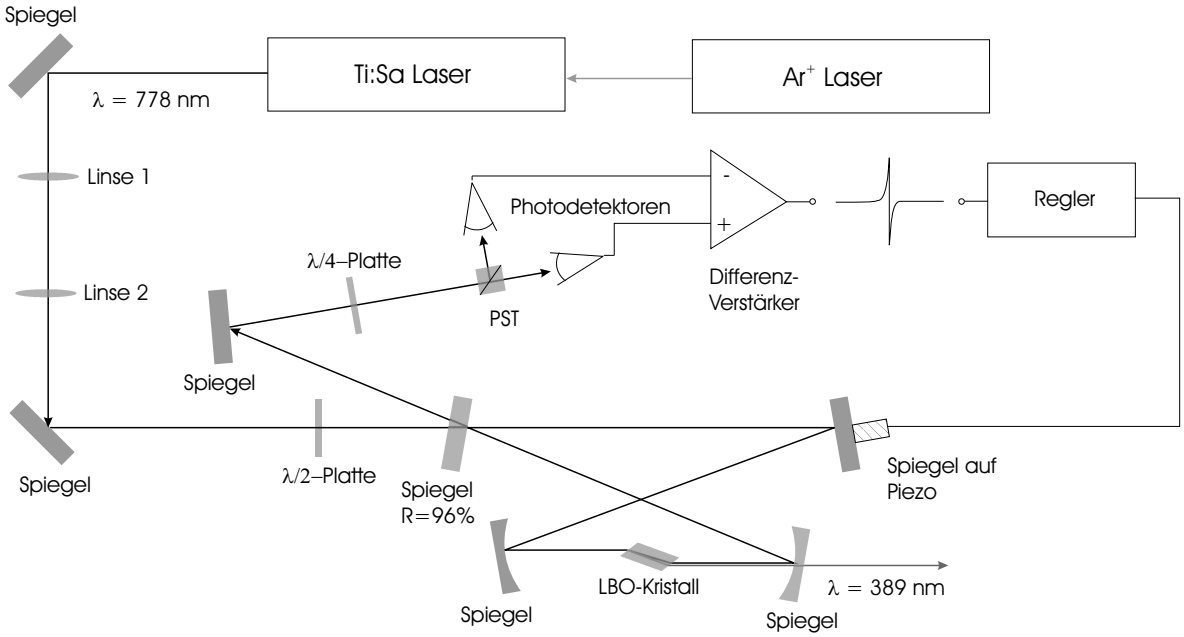


Abbildung 2.4 — Aufbau des Lasersystems und der Frequenzverdoppelung zur Erzeugung des $\lambda = 389\,\text{nm}$-Lichts, das bei der Kühlung der metastabilen Heliumatome den $2\,^3S_1 \rightarrow 3\,^3P_2$- Übergang treibt. (aus [Schu04])

15 W erhält man Laserlicht (Single-Mode) mit einer Leistung von 2 - 2,5 W bei $\lambda = 778\,\text{nm}$. Die spezifizierte Bandbreite beträgt bei diesem Laser 0,5 MHz. Die Wellenlänge wird mit Hilfe eines Wellenlängenmeßgerätes bestimmt, wobei die unbekannte Ti:Sa-Wellenlänge mit der bekannten Wellenlänge eines aktiv stabilisierten Helium-Neon-Lasers verglichen wird. Die Auflösung beträgt dabei ca. $\pm 0{,}0001\,\text{nm}$. Über zwei Linsen, die das Mode-Matching zwischen dem Ti:Sa-Laser und dem Resonator der Frequenzverdoppelung sicherstellen sollen, wird das Laserlicht in den Aufbau der Frequenzverdoppelung eingekoppelt (Skizze des Lasersystems siehe Abb. 2.4). Deren Herzstück ist ein im Zentrum des Ringresonators positionierter nichtlinearer LBO-Kristall[1], der im Falle hoher Lichtleistung für die Verdoppelung der Frequenz des einfallenden Lichtes sorgt. Der Ringresonator wird, wie aus der Aufbauskizze ersichtlich, aktiv auf die Wellenlänge des Ti:Sa-Lasers stabilisiert. Hierfür kommt eine Hänsch-Couillaud-Regelung [Hae80] zum Einsatz, die ein Fehlersignal generiert, durch das der auf einem Piezo befestigte Resonatorspiegel angesteurt werden kann, wodurch die Resonatorlänge nachgereglt wird. Die Auskopplung des frequenzverdoppelten Lichtes erfolgt über einen dichromatischen Spiegel, der hochreflektierend bei $\lambda = 778\,\text{nm}$ und entspiegelt bei $\lambda = 389\,\text{nm}$ ist. Die mit diesem Aufbau erzielbaren Leistungen des UV-Lichtes liegen zwischen 150 und 200 mW.

Diodenlaser für $\lambda = 1083\,\text{nm}$ - Licht

Sowohl die Strahlpräparation (Kollimation und Ablenkung), wie auch der Betrieb der MOT erfolgen durch Licht der Wellenlänge $\lambda = 1083\,\text{nm}$, das den Übergang $2\,^3S_1 \rightarrow 2\,^3P_2$ induziert.

[1] LBO:Lithium Triborat, LiB_3O_5

Als Quelle stehen zwei DBR-Laserdioden vom Typ SDL-6702H1 zur Verfügung. Die Lichtleistung beträgt ca. 30 mW, die Linienbreite konnte durch Detektion des Schwebungssignals bei der Überlagerung beider Laserstrahlen auf einer schnellen Photodiode (sog. *Beat*-Messung) auf 5-7 MHz bestimmt werden. Die Stabilisierung der Laser auf den genannten atomaren Übergang erfolgt durch dopplerfreie Sättigungsspektroskopie an einer Gasentladung in einer Hohlkathodenlampe. Einzelheiten zur Stabilisierung und zur *Beat*-Messung sind [Schu04] zu entnehmen. An dieser Stelle sei nur der Aufbau des Diodenlasersystems nebst Stabilisierung skizziert (Abb. 2.5).

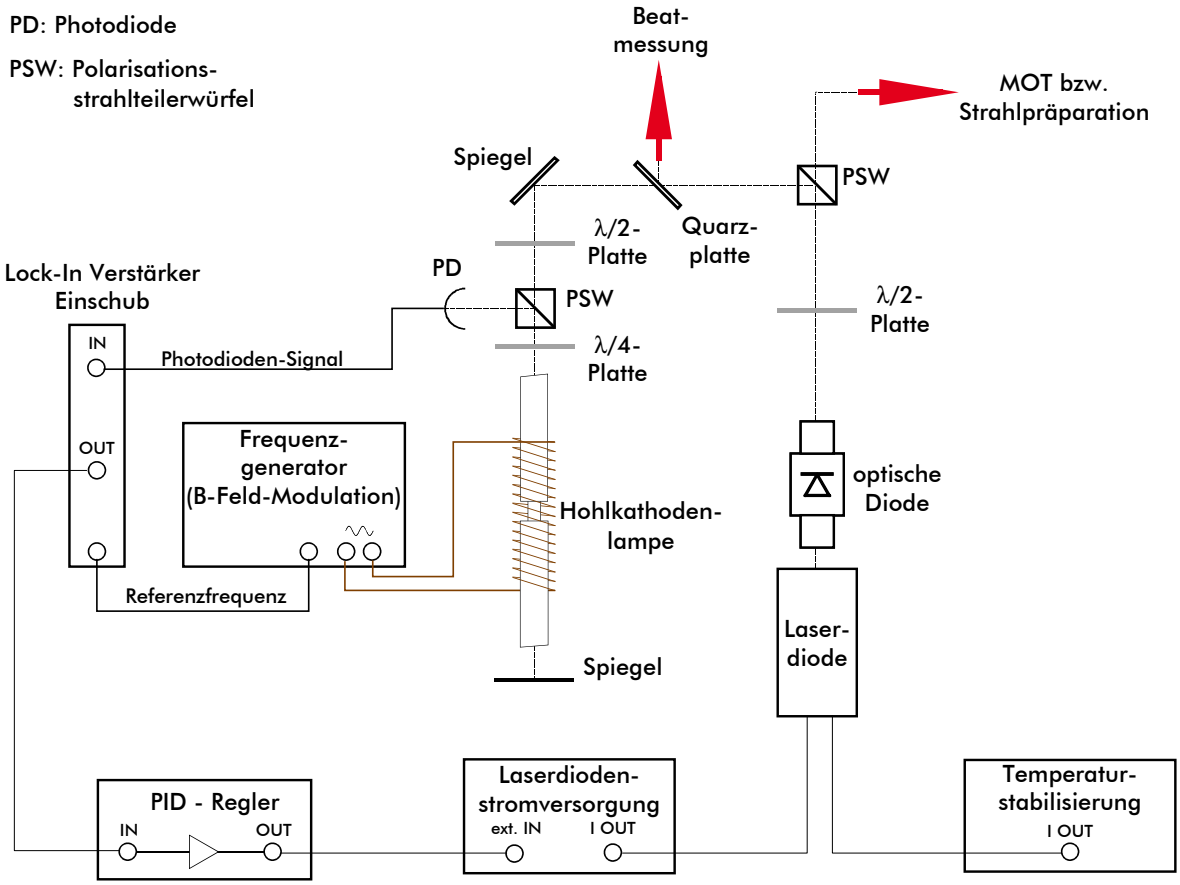


Abbildung 2.5 — Skizzierter Aufbau der für $\lambda = 1083\,\text{nm}$ verwendeten Diodenlasersysteme, bestehend aus Strom- und Temperaturstabilisierung, Hohlkathodenlampe und Laserfrequenzstabilisierung.

Der Hauptanteil des Laserlichtes geht durch eine optische Diode (30dB-Dämpfung zur Vermeidung von Rückreflexen) direkt zu den Experimenten. Mittels Polarisationsstrahlteilerwürfel werden ca. 4% des Lichtes für den Stabilisierungsaufbau und die *Beat*-Messung abgespalten. Das linear polarisierte Licht geht durch eine $\lambda/2$-Platte bevor es erneut einen Strahlteilerwürfel passiert. Aufgrund der folgenden $\lambda/4$-Platte erfolgt die Anregung des $2\,^3S_1 \rightarrow 2\,^3P_2$- Übergangs in der Gasentladung durch zirkular polarisiertes Licht. Nachdem das Licht zwei Mal durch die Gasentladung läuft und erneut die $\lambda/4$-Platte passiert, hat sich die Polarisationsebene des Lichtes um 90° gedreht und trifft auf die Photodiode. Mit der Photodiode wird somit das Absorptionsspektrum des betrachteten Über-

gangs $2\,^3S_1 \rightarrow 2\,^3P$ detektiert. Das Spektroskopiesignal wird nun einem Lock-In-Verstärker zugeführt. Als Lock-In Verstärker kommen Einschubkarten der Firma SciTec (Modell 430, analog Lock-In-Verstärker, OEM Board) zum Einsatz. Zur Fehlersignalerzeugung wird das Absorptionssignal moduliert. Hierfür wird an die Spule um die Hohlkathodenlampe ein Wechselstrom mit einer festen Frequenz f angelegt. Die selbe Frequenz f wird als Referenzfrequenz an den Lock-In-Verstärker gegeben. Das vom Lock-In-Verstärker generierte Fehlersignal wird über einen sogenannten PID-Regler[2] auf den externen Steuereingang der Laserstromversorgung gegeben. Dieses Regelsignal sorgt durch aktives Nachregeln des Diodenstroms dafür, daß die Abweichungen der Diodenlaserfrequenz zur Frequenz des atomaren Übergangs minimiert wird. Der Stabilisierungsaufbau beider Laser erlaubt es schließlich, die Laserfrequenzen bezüglich der feldfreien Übergangsfrequenz durch Anlegen eines konstanten magnetischen Feldes zu verstimmen. Das Magnetfeld wird durch eine zweite Spule, die um die Hohlkathodenlampe gewickelt wurde, erzeugt. Dabei ist der Betrag der Verstimmung proportional

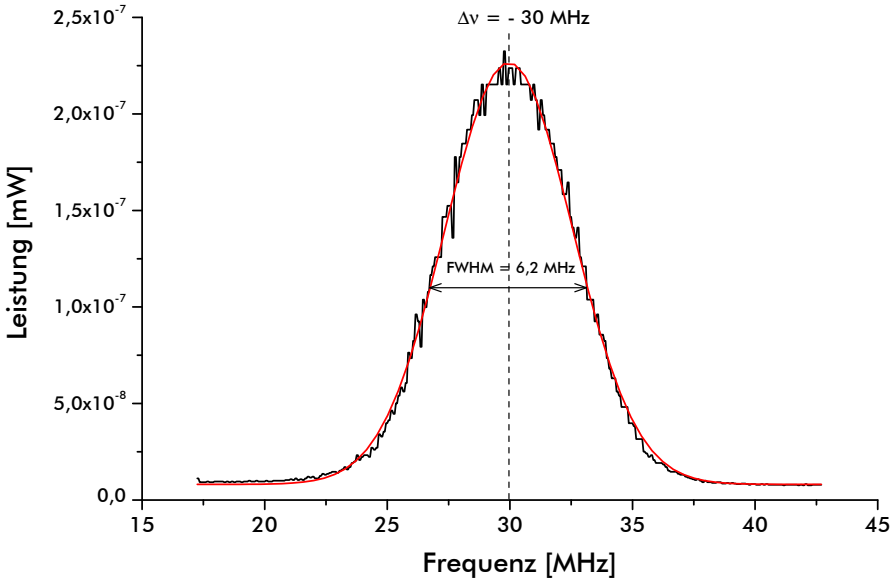


Abbildung 2.6 — Signal der *Beat*-Messung der eingesetzten zwei Diodenlaser. Das Signal gibt die Verstimmung der Laser untereinander an, sowie die Frequenzbreite des emittierten Lichtes. Der Ablenklaser wird auf den atomaren Übergang bei $\lambda = 1083\,\text{nm}$ eingestellt, der MOT-Laser wird demgegenüber durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes um -30 MHz verstimmt. Der dafür benötigte Spulenstrom liegt bei $I_{Spule} = 0{,}11\,\text{A}$. Der über 60 Einzelmessungen aufsummierten Kurve ist eine Gauss-Kurve (rot) mit der angegebenen Halbwertsbreite von 6,2 MHz überlagert.

zum angelegten Spulenstrom. Der Diodenlaser, der für die Strahlpräparation eingesetzt wird, ist gegenüber der Nullfeldresonanz allerdings nicht verstimmt, wohingegen der MOT-Laser rotverstimmt ist ($\Delta\nu = -7 \ldots -30\,\text{MHz}$). Die Einstellung der Verstimmung erfolgt während der kontinuierlichen Aufnahme des *Beat*-Signals beider Laser mittels Spektrumanalyser. Eine Aufnahme des *Beat*-Signals (Abb. 2.6) zeigt sowohl die Verstimmung des MOT-Lasers gegenüber dem Ablenk- und Kollimationslaser um -30 MHz, wie auch die anhand der Breite

[2]PID: **P**roportional - **I**ntegral - **D**ifferential - Verstärker

des gauss-angepaßten Kurvenverlaufes bestimmte Bandbreite der Laser an. Die Aufnahmezeit dieser Messung beträgt einige Minuten, womit auch das Funktionieren der Stabilisierung beider Laser dokumentiert ist.

2.3.4 Vakuumapparatur

Strahlerzeugung und -präparation

Die metastabilen Heliumatome werden in einer LN_2-gekühlten Gasentladung durch Stoßanregung erzeugt. Die Vorkühlung reduziert die mittlere Anfangsgeschwindigkeit der Heliumatome im Atomstrahl von 2000 m/s auf 1000 m/s (siehe Flugzeit-Spektren Abb. 2.7 a). Die Anzahl metastabiler Heliumatome liegt bei dieser Art von Quelle im Bereich von $10^{14}\,s^{-1}sr^{-1}$[Phi92]. Die Heliumquelle ist gegenüber der Kühlstrecke um ca. 0,5° verschoben. Der Diodenlaser, dessen Wellenlänge den Übergang $2\,^3S_1 \rightarrow 2\,^3P_2$ resonant anregt, drückt nur die Heliumatome, die sich im metastabilen Triplettzustand befinden, auf die Kühlachse, während die Heliumatome im Grundzustand oder im angeregten Singulettzustand nicht die Kühlstrecke durchlaufen. Damit kann die Gaslast im Bereich der magneto-optischen Falle reduziert werden. Ebenso ist es damit möglich, den Heliumstrahl definiert zu unterbrechen, indem der Ablenklaser geblockt wird; somit kann z. B. die Lebensdauer der Heliumwolke in der Falle direkt bestimmt werden. Derselbe Diodenlaser liefert gleichzeitig Laserlicht für eine transver-

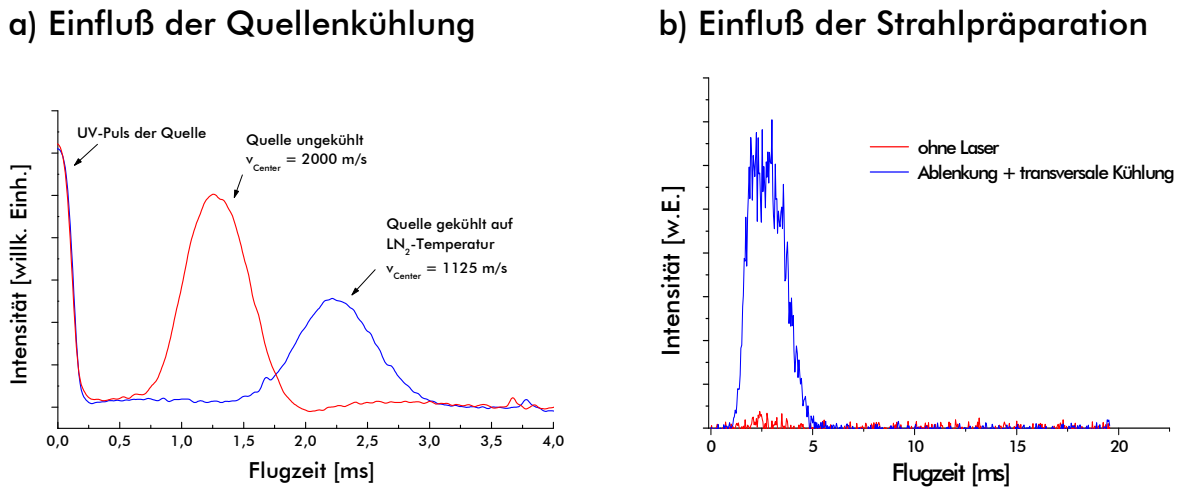


Abbildung 2.7 — a) Einfluß der Kühlung der He*-Quelle mit LN_2 – deutlich ist die Verschiebung des Verteilungsmaximums zu späteren Zeiten zu erkennen.
b) Nach Abknicken der Quellensektion um 0,5° aus der eigentlichen Achse heraus führt die Ablenkung der He*-Atome, sowie die transversale Kühlung zu einer starken Signalerhöhung.

sale Kühlung, die sich gleich hinter der Quelle anschließt, um den Atomstrahl zusätzlich zu kollimieren. Eine transversale Kühlung des Atomstrahls erweist sich als notwendig, da dem eigentlichen Kühlprozeß entlang der Kühlstrecke ein transversaler Aufheizprozeß inhärent ist [Tho00]. Dabei nimmt die transversale Geschwindigkeitskomponente im Verhältnis zur Abnahme der longitudinalen Geschwindigkeit zu. Um eine höhere Dichte entlang der Strahlachse beizubehalten, wird die transversale Geschwindigkeitskomponente der metastabilen He-

liumatome innerhalb einer Spiegelkonstruktion vor Eintritt in den *Stark-Slower*-Abschnitt reduziert (zur Beschreibung und dem Einsatz der transversalen Kühlung siehe [Jun99]). Der Einfluß der Ablenkung und transversalen Kühlung auf den Atomstrahl ist den beiden Flugzeit-Spektren in Abb. 2.7 b zu entnehmen. Es zeigt sich, daß durch das Blocken des Diodenlasers nur noch ein Bruchteil von Atomen in der Experimentierkammer nachgewiesen werden kann.

Stark-Slower

Das Herzstück der Anlage zur Speicherung von metastabilen Heliumatomen ist der sog. *Stark-Slower*, in dem die Heliumatome soweit abgebremst werden können, daß ihre Geschwindigkeiten im Einfangbereich einer sich an die Kühlstrecke anschließenden magneto-optischen Falle liegen. Der Abbremsprozeß findet auf dem „Stark"–verschobenen atomaren Übergang $2\,^3S_1 \rightarrow 3\,^3P_2$ bei einer Wellenlänge von 389 nm im inhomogenen elektrischen Feld statt. Zur Erzeugung des elektrischen Feldes $E_z(x)$ sind, wie aus der Übersicht in Abb. 2.3 ersichtlich, drei Feldplattenpaare entlang der Strahlachse x positioniert. Die Feldplattengeometrie ist so gewählt, daß eine bestmögliche Anpassung an den durch Gl. 1.10 in Kapitel 1.2.2 beschriebenen Feldverlauf für eine optimale Nachführung der atomaren Übergangsfrequenz gegeben ist. Als Vorgaben für den theoretischen Feldverlauf sind die Anfangsgeschwindigkeit der Atome v_0, mit der sie in die Kühlsektion eintreten, die Laserverstimmung $\Delta\nu_{Laser}$ und die wirkende Beschleunigung a anzugeben.

Die Effizienz der Laserkühlung hängt im wesentlichen von der auf die Atome wirkenden Beschleunigung ab. Die in der theoretischen Betrachtung der Laserkühlung (Kapitel 1.2) angegebene maximale Beschleunigung a_{max} (Gl. 1.6) unter Einfluß der Strahlungsdruckkraft setzt eine große Sättigung des angeregten Übergangs voraus. In der Regel wird bei Laserkühlungsexperimenten jedoch eher von effektiven Laserintensitäten, die zu einem Sättigungsparameter von $I/I_s = 1$ führen, ausgegangen. Damit ergibt sich nur noch eine wirkende Beschleunigung, die der Hälfte der Maximalbeschleunigung entspricht ($a = 0{,}5 \cdot a_{max}$). Je kleiner nun die effektive Beschleunigung angesetzt wird, um so unkritischer ist die Abhängigkeit der Laserkühlung von der bereitgestellten Laserleistung. Die Laserlichtleistung des frequenzverdoppelten Lichtes bei $\lambda = 389$ nm beträgt 120-180 mW, die Sättigungsintensität des $2\,^3S_1 \rightarrow 3\,^3P_2$-Übergangs liegt bei 3,5 mW/cm^2. Geht man von Verlusten durch Reflexion an nichtentspiegelten Linsen bzw. dem Vakuumfenster von ca. 25% aus, so liegt die Laserintensität bei einem angenommenen Strahldurchmesser von 1 cm um mehr als das Zehnfache über der Sättigungsintensität. Um nicht von den optimalsten Bedingungen ausgehen zu müssen, wird jedoch von einer effektiven Beschleunigung von $0{,}2 \cdot a_{max}$ ausgegangen.

Bezüglich der Vorgaben der Geschwindigkeit v_0 und der Laserverstimmung $\Delta\nu_{Laser}$ sind für die theoretische Kurve in Abb. 2.8 zusätzlich noch folgende Annahmen gemacht worden: $v_0 = 890$ m/s und $\Delta\nu_{Laser} = -2{,}38$ GHz.

Die experimentelle Umsetzung des geforderten Feldverlaufes erfolgt durch drei Feldplattenpaare. Jedes Feldplattenpaar ist 50 cm lang und 4 cm breit. Der Feldverlauf wird durch die Krümmung der jeweils oberen Feldplatten angepaßt. Die Krümmung wird dadurch erzielt, daß an 21 Kalkulationspunkten nach Gleichung 1.10 die benötigten Feldstärken und Plattenabstände berechnet werden und diese dann linear an der oberen Feldplatte durch 20 gerade Stücke zu je 2,5 cm interpoliert verbunden werden; die unteren Platten bleiben dabei eben. Bei festeingestellten Abständen am Anfang und am Ende der einzelnen Plattensegmente (7–15 mm) wird nun an die oberen Platten konstante negative Hochspannung gelegt,

während die unteren Platten geerdet sind. Die eingestellten Abstände und Steigungen der Feldplatten ergeben damit einen Feldverlauf, wie er aus der Graphik in Abb. 2.8 zu entnehmen ist. Dabei wird der experimentelle Feldstärkeverlauf (blau) unterlegt mit dem theoreti-

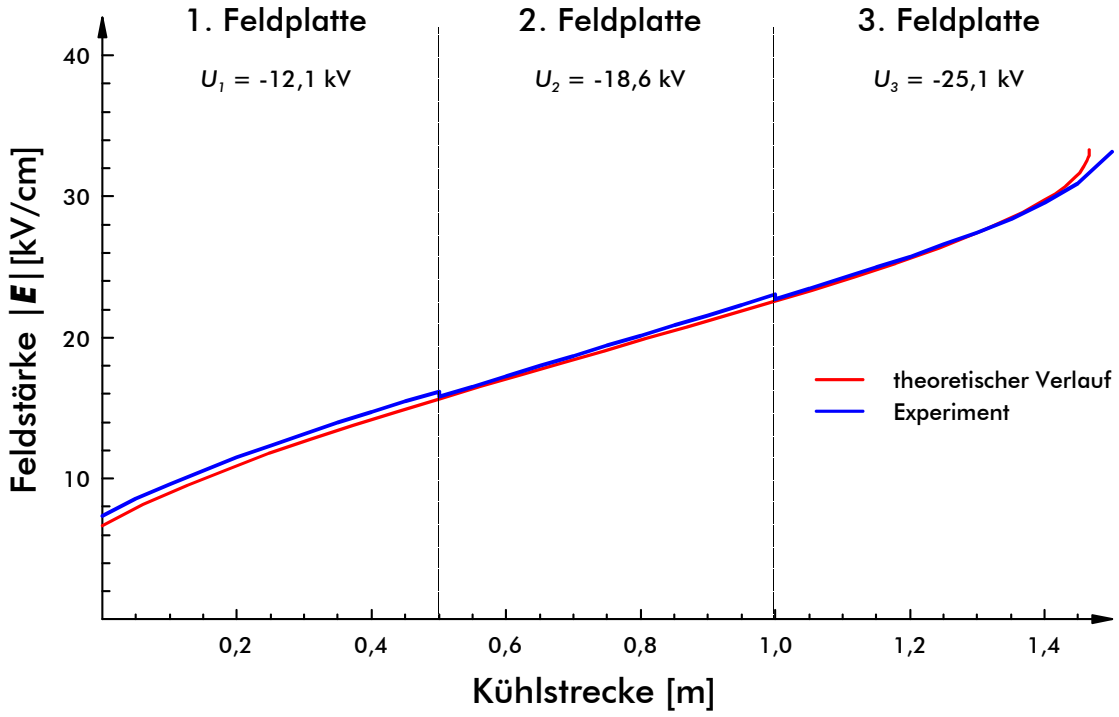


Abbildung 2.8 — Der Verlauf der Feldstärke entlang der Kühlstrecke innerhalb der drei Feldplatten. Dem aus Gleichung 1.10 ermittelten theoretischen Feldstärkeverlauf ist der durch die eingesetzten, gekrümmten Feldplatten realisierte experimentelle Feldstärkeverlauf überlagert. Die dabei angelegten Spannungswerte sind mit angegeben.

schen Feldstärkeverlauf (rot). Die angelegten Spannungen sind in den jeweiligen Abschnitten mit angegeben. Der experimentelle Verlauf ergibt sich aus den Feldplattenabständen und der jeweils angelegten Spannung. Der hierfür verwendete Datensatz entspricht den Parametern, wie sie für die im folgenden Kapitel gezeigten Messungen zur Kühlung der metastabilen Heliumatome gewählt wurden (siehe Werte in Abb. 2.11). Die Feldstärke $|E|$ beträgt am Anfang der Kühlstrecke ca. 7 kV/cm und nimmt zum Ende der gesamten Kühlstrecke auf ca. 33 kV/cm zu. Indem die Feldstärken am Ende jeder Kühlsektion größer sind als am Anfang der sich anschließenden, wird sichergestellt, daß die Atome, die bis zum Feldplattenende mit dem Laser wechselwirken konnten, in der Regel innerhalb der folgenden Feldplatten weiter gekühlt werden können, da die Endfeldstärke im folgenden Segment auch wieder erreicht wird und erst dann weiter zunimmt. Durch die gewählten Abstände und entprechenden Spannungen an den Feldplatten entspricht der experimentelle Feldverlauf über weite Strecken dem theoretisch ermittelten Verlauf.

Werden die Atome innerhalb der inhomogenen elektrischen Felder konstant abgebremst, d.h sind sie zu jeder Zeit in Resonanz mit dem um 2,4 GHz rotverstimmten, entgegenlaufenden Laser, so ergibt sich für die Geschwindigkeitsentwicklung folgendes Bild: Die maximale Anfangsgeschwindigkeit der Atome beim Eintritt in die erste Feldplatteneinheit liegt bei ca.

900 m/s. Die angelegte Spannung beträgt $U_1 = -12{,}1\,\mathrm{kV}$, wodurch die Atome beim Verlassen des Teilstückes auf 680 m/s abgebremst werden können. Das zweite Kühlsegment ist so ausgelegt, daß bei anliegenden $U_2 = -18{,}6\,\mathrm{kV}$ Atome mit einer Anfangsgeschwindigkeit von maximal 700 m/s mit dem Laser in Wechselwirkung treten können. Dieser Überlapp in den Resonanzgeschwindigkeiten stellt die weitere Kühlung sicher. Innerhalb der zweiten Feldplattensektion werden die Atome dann auf ca. 480 m/s abgebremst. Die letzte Kühlsektion bremst die Atome von maximal 500 m/s ab auf unter 50 m/s bei einer angelegten Spannung von $U_3 = -25{,}1\,\mathrm{kV}$.

Aufgrund der Problematik des nicht geschlossenen Kühlübergangs und des damit verbundenen Abbrechens der Atom-Laser-Wechselwirkung in hohen elektrischen Feldern (siehe Kapitel 2.2), wird zusätzlich entlang der gesamten Kühlstrecke eine Magnetfeldspule gewickelt, die für ein Magnetfeld von $B \approx 0{,}1\,\mathrm{mT}$ senkrecht zum elektrischen Feld, d.h. parallel zur Strahlausbreitung, sorgt. Das Magnetfeld stellt die Mischung der magnetischen Unterzustände im Grundzustand des Kühlübergangs ($2\,^3\mathrm{S}_1$) sicher, die für das Funktionieren der Laserkühlung unerläßlich ist.

2.4 Kühlen von He* in inhomogenen elektrischen Feldern

Nachdem in [Schu04] schon sehr ausführlich auf die Untersuchungen zur Kühlung der He*-Atome eingegangen worden ist, soll in diesem Kapitel anhand einer Meßreihe die Funktionsweise des *Stark-Slowers* gezeigt werden. Dabei wird auf die durch das Hinzufügen der UHV-Kammer für die magneto-optische Falle und dem dort positionierten MCP-Detektor[3] ermöglichte Messung der Geschwindigkeit der in der Kühlstrecke abgebremsten Heliumatome eingegangen.

2.4.1 Nachweis der gekühlten He*-Atome

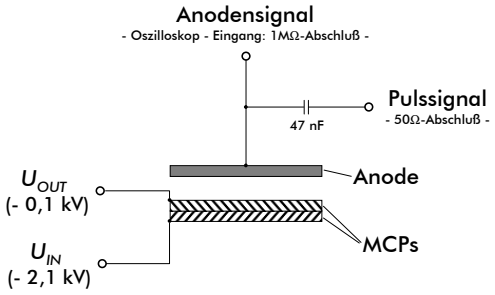


Abbildung 2.9 — Verschaltung des MCP-Detektors zum Ionennachweis.

Zur Teilchendetektion wird ein MCP-Detektor eingesetzt. Dieser besteht aus zwei um 180°gegeneinander verdrehten Mikrokanal-Platten (sog. Chevron-Anordnung)[Wiz79] und einer dahinter angeordneten Metallanode und funktioniert als Signalverstärker analog einem Elektronenvervielfältiger (Verstärkungsfaktor: $\sim 10^6$). Die Verschaltung des MCP-Detektors (siehe Skizze, Abb. 2.9) erfolgt so, daß Ionen nachgewiesen werden können, die durch Stöße metastabiler Heliumatome untereinander bzw. mit Restgasatomen im Beobachtungsvolumen erzeugt werden (siehe hierzu auch Kapitel 2.5.2). Da bei dem Ionennachweis die Anode auf Erdpotential liegt, kann das Anodensignal direkt über einen 1 MΩ-Widerstand am Oszilloskop beobachtet werden. Zusätzlich lassen sich aufgrund der hohen internen Energie der metastabilen Heliumatome diese auch direkt nachweisen, unabhängig davon, ob der MCP-Detektor für den Ionen- oder Elektronennachweis beschaltet ist. Durch Abgreifen des Anodensignals über einen Kondensator ($C = 47\,\mathrm{nF}$) läßt sich der MCP-Detektor auch zur Zählung der eintreffenden Ionen/He*-Atome einsetzen. Davon wird insofern Gebrauch gemacht, als daß auf diese Weise die Anzahl der He*-Atome in der MOT bestimmt werden kann (siehe Kapitel 2.5).

Die Situation am Ende der Kühlstrecke und in der magneto-optischen Fallenkammer ist in Abb. 2.10 gezeigt. Der MCP-Detektor befindet sich in einem Abstand von 7 cm senkrecht zur Strahlachse und dient eigentlich zur Beobachtung der in der MOT gespeicherten metastabilen Heliumatome. Es zeigt sich aber, daß die metastabilen Heliumatome im Atomstrahl, wenn sie die MOT-Kammer passieren, durch Stöße mit Hintergrundgasatomen permanent Ionen erzeugen (He^+, X^+ mit X: Restgasatom), die der MCP-Detektor registrieren kann, wobei sowohl die schnellen, ungekühlten Atome, wie auch die in den inhomogenen elektrischen Feldern abgebremsten Heliumatome zum Signal beitragen. Dadurch lassen sich *time-of-flight*-Spektren mit Hilfe des MOT-MCP-Detektors erfassen.

[3] MCP: engl. *Microchannel Plate*

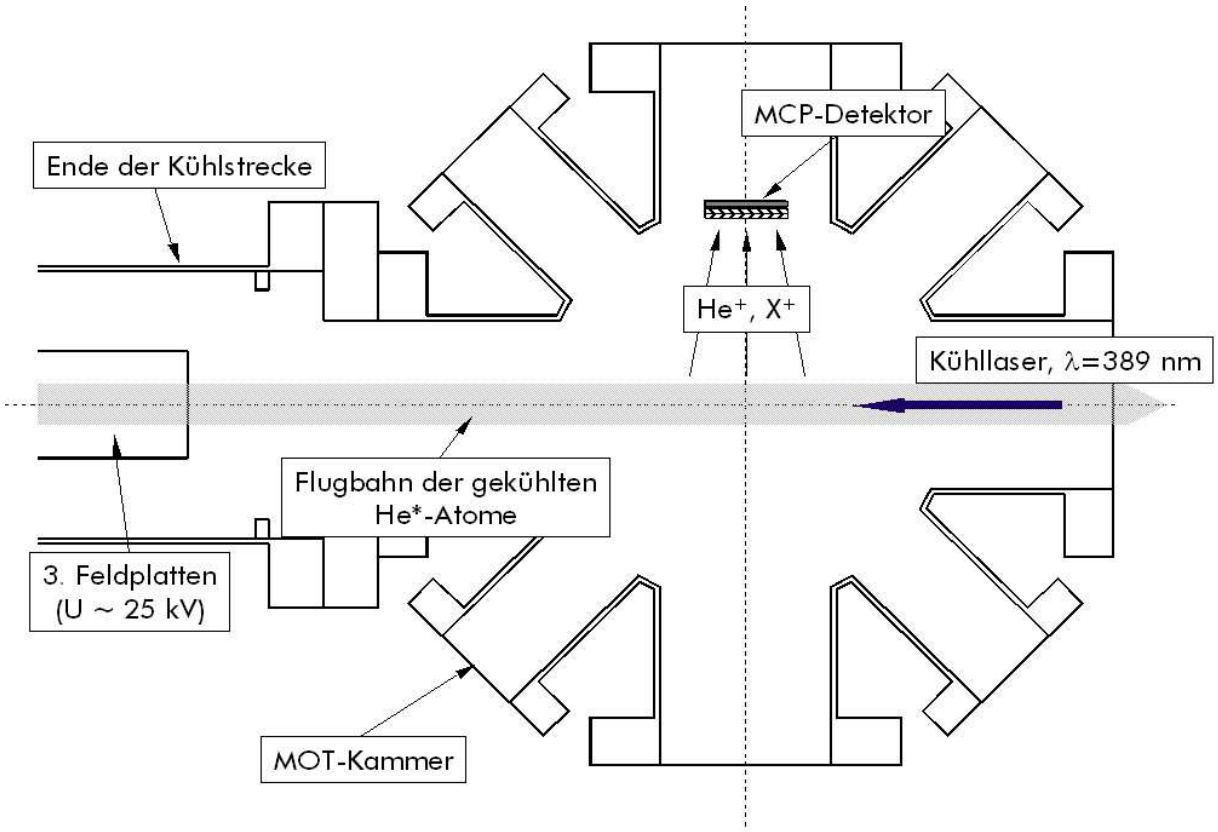


Abbildung 2.10 — Indirekter Nachweis der metastabilen Heliumatome mittels seitlich angeordnetem MCP-Detektor. Die aufgrund der hohen inneren Energie der He*-Atome durch Stöße mit dem Restgas erzeugten Heliumionen (He^+) bzw. Restgasionen (X^+) können vom MCP detektiert werden.

2.4.2 Ergebnis – Variation der Endgeschwindigkeit der Heliumatome durch Änderung der an den letzten Feldplatten anliegenden Spannung

Anhand von aufgenommenen Flugzeitspektren kann der Einfluß der an den Feldplatten anliegenden Spannungen U auf die Geschwindigkeitsverteilung der metastabilen Heliumatome beobachtet werden. Für die in Abb. 2.11 gezeigten Kurven wird das Licht des Kühllasers ($\lambda = 389\,\mathrm{nm}$) um $\Delta\nu = -2{,}4\,\mathrm{GHz}$ gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz des $2\,^3S_1 \rightarrow 3\,^3P_2$-Übergangs verstimmt. Der während der Messungen permanent eingestrahlte MOT-Laser ($\lambda = 1083\,\mathrm{nm}$) ist dabei um $\Delta\nu = -8\,\mathrm{MHz}$ gegenüber der Resonanzfrequenz des $2\,^3S_1 \rightarrow 2\,^3P_2$-Übergangs verstimmt. Der Druck in der Fallenkammer liegt bei $\sim 10^{-9}\,\mathrm{mbar}$.

Die Spannung wird bei allen Flugzeitspektren an den ersten beiden Feldplatten konstant gehalten ($U_1 = -12{,}1\,\mathrm{kV}$ und $U_2 = -18{,}6\,\mathrm{kV}$), während die am dritten Feldplattenpaar anliegende Spannung (U_3) in kleinen Schritten variiert wird. In allen Spektren zeigen sich die schnellen Atome, die nicht mit dem Kühllaser wechselwirken, im ersten Peak (**A**) nach ca. 2,5 ms. Der auf der linken Flanke des Peaks deutlich zu sehende Einbruch ist auf die Wechselwirkung der metastabilen Heliumatome mit dem Kühllaser zurückzuführen, allerdings nicht auf dem eigentlichen Kühlübergang $2\,^3S_1 \rightarrow 3\,^3P_2$ sondern auf dem um 659 MHz

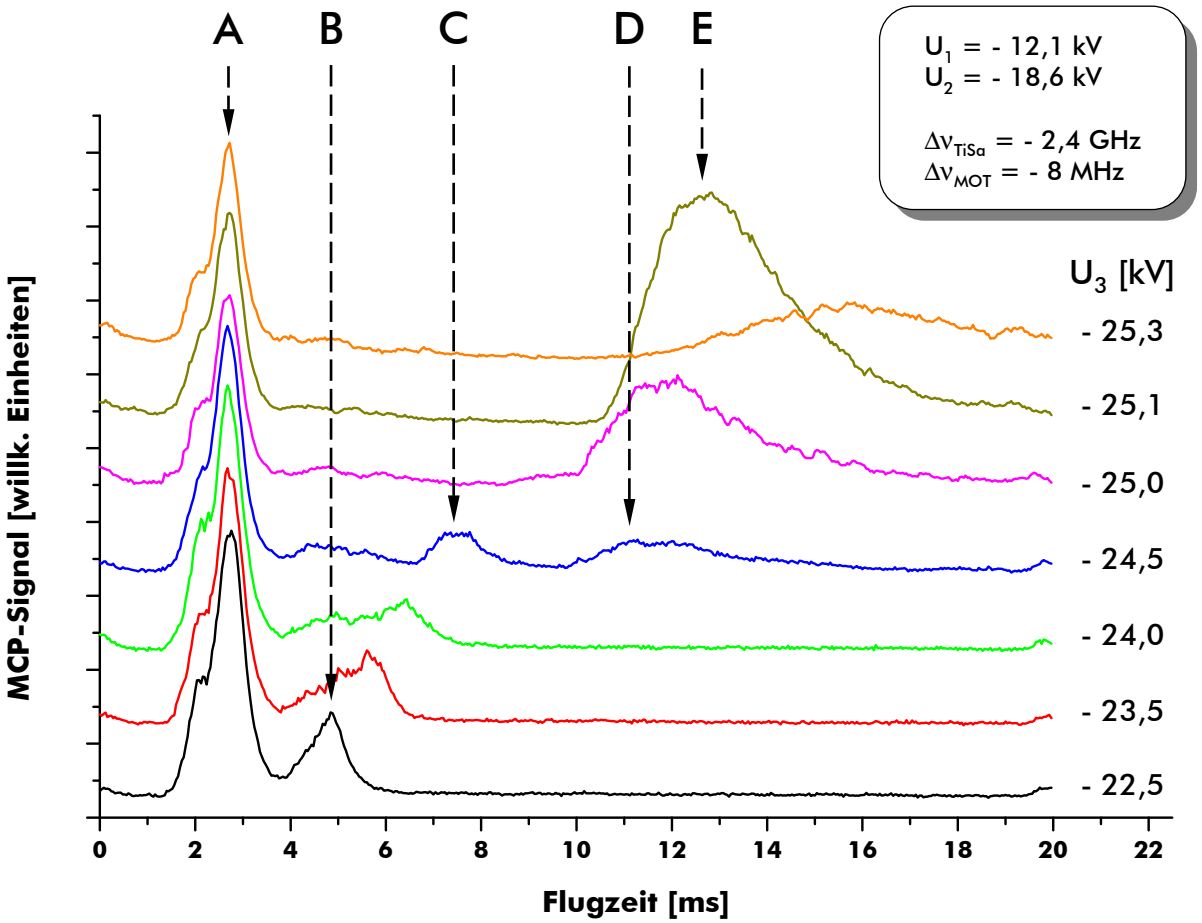


Abbildung 2.11 — Flugzeitspektren der lasergekühlten metastabilen Heliumatome bei verschiedenen Spannungen U_3 an den dritten Feldplatten.

Peak A: Signal der nicht gekühlten Heliumatome

Peak B: Signal der Heliumatome, die in den ersten beiden Feldplatten abgebremst wurden; der Einfluß der dritten Kühlsektion ist bei $U_3 = -22{,}5\,\mathrm{kV}$ noch nicht sichtbar.

Peak C: Durch die Erhöhung von U_3 auf $-24{,}5\,\mathrm{kV}$ verschiebt sich Peak B zu längeren Flugzeiten hin, es erfolgt eine weitere Kühlung.

Peak D: Ebenfalls ab $U_3 = -24{,}5\,\mathrm{kV}$ macht sich nach ca. 11,5 ms eine weitere Signalerhöhung bemerkbar, die von den ersten, direkt auf das MCP abgelenkten Heliumatomen stammt.

Peak E: Bei $U_3 = -25{,}1\,\mathrm{kV}$ erreicht das von den direkt auf das MCP gelenkten neutralen He*-Atomen erzeugte Signal sein Maximum. Eine weitere Spannungserhöhung führt zu einer Abnahme des Signals aufgrund zu starker Ablenkung.

verschobenen Übergang $2\,^3S_1 \rightarrow 3\,^3P_1$. Der schon im untersten Spektrum auftretende zweite Peak (**B**) bei ca. 5 ms rührt von den Atomen her, die in den ersten beiden Feldplattenpaaren abgebremst worden sind. Die an der dritten Kühlsektion anliegende Spannung von $U_3 = -22{,}5\,\mathrm{kV}$ reicht dabei noch nicht aus, um die Heliumatome weiter abzubremsen – die Resonanzbedingungen werden dort noch nicht erfüllt. Wird die Spannung an den dritten Feldplatten aber erhöht, so ist eine Verbreiterung bzw. Verschiebung des zweiten Peaks zu beobachten, die Atome erfahren jetzt auch im dritten Abschnitt eine bremsende Wirkung. Bei $U_3 = -24{,}5\,\mathrm{kV}$ ist deutlich ein Peak (**C**) bei 7,5 ms zu erkennen. Zusätzlich kommt es zu einer Signalerhöhung bei 11 ms (**D**). Dieser Peak läßt sich dadurch erklären, daß ein Teil der Heliumatome soweit abgebremst wird, daß sie in Resonanz mit dem während der Messung eingestrahlen Fallenlaser kommen können und direkt auf den Detektor abgelenkt werden. Das Signal stammt somit von den neutralen Heliumatomen, während die früher erscheinenden Peaks von Ionen herrühren, die zusätzlich aufgrund der negativen Vorspannung des vorderen MCPs beschleunigt werden. Die Anzahl der langsamen und direkt auf das

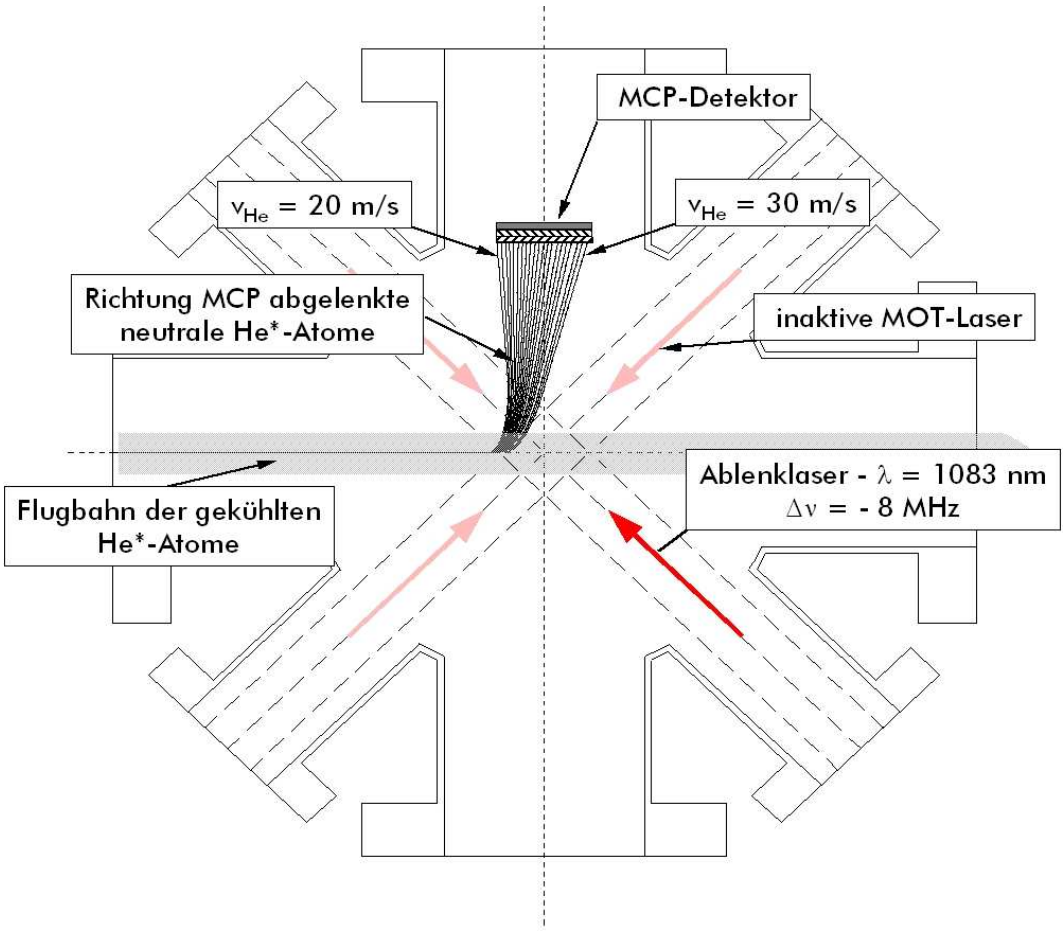


Abbildung 2.12 — Ergebnis von Simulationen zur Ablenkung von He*-Atomen direkt auf das MCP. Aufgrund der Wechselwirkung mit dem eingestrahlten Fallenlaser ($\lambda = 1083\,\mathrm{nm}$, $\Delta\nu = -8\,\mathrm{MHz}$), können die Heliumatome, die langsam genug sind, durch die wirkende Strahlungsdruckkraft Richtung Detektor abgelenkt werden. Angegeben ist der Geschwindigkeitsbereich für die gewählten Laserparameter.

MCP gelenkten Atome nimmt, wie anhand des Signalanstiegs zu sehen ist, mit steigender Spannung U_3 sehr stark zu. Das Maximum wird bei einer Spannung von $-25{,}1\,\mathrm{kV}$ erreicht (**E**). Werden $-25{,}3\,\mathrm{kV}$ angelegt, so verschiebt sich der Peak weiter zu Zeiten um 15,5 ms, die Intensität nimmt dabei allerdings wieder ab.

Aus Simulationen ergibt sich, daß ab einer unteren Grenzgeschwindigkeit die Heliumatome aufgrund der Wechselwirkung mit dem Fallenlaser entgegen der ursprünglichen Flugrichtung, d. h. um mehr als 90°, abgelenkt werden und somit das MCP verfehlen. Aus den selben Simulationen läßt sich auch ein Geschwindigkeitsbereich angeben, in dem die Atome auf das MCP gelenkt werden. Als Variationsparameter stehen für die Simulationen die Laserintensität und die Verstimmung der Laserwellenlänge bezüglich der atomaren Übergangsfrequenz im ruhenden feldfreien System ($\lambda_{MOT} = 1083\,\mathrm{nm}$) zur Verfügung. Wird als Verstimmung der im Experiment eingestellte Wert von $\Delta\nu = -8\,\mathrm{MHz}$ angesetzt und als Laserintesität $I = 10 \cdot I_s$ ($I_s = 0{,}17\,\mathrm{mW/cm^2}$) so zeigt sich im vereinfachten Modell, in dem nur der entgegenlaufende Fallenlaserstrahl mit den Heliumatomen wechselwirkt, daß die Heliumatome mit Geschwindigkeiten zwischen 20 und 30 m/s auf den Detektor abgelenkt werden (Abb. 2.12). Nimmt man geringere Intensitäten an, so verschiebt sich der Geschwindigkeitsbereich zu kleineren Beträgen (bei $I = 1 \Rightarrow v_{min} = 9\,\mathrm{m/s}$). Die in Abb. 2.12 eingezeichneten Trajektorien abgelenkter He*-Atome sind Simulationen entnommen, in denen die Atome entlang der z-Achse mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten betrachtet werden. Die langsamen Atome werden dabei stärker abgelenkt, da sie für dieselbe Strecke mehr Zeit benötigen und somit mehr Absorptions-/Emissionszyklen innerhalb des Fallenlaserquerschnitts durchführen können. Je schneller die Atome sind, desto weniger stark werden sie abgelenkt. Es ergibt sich somit der angegebene Geschwindigkeitsbereich, in dem die Atome durch die Wechselwirkung mit dem ihnen schräg entgegenlaufenden Fallenlaser direkt auf den Detektor umgelenkt werden.

2.5 Speichern von He* in einer MOT

Die Speicherung der im *Stark-Slower* abgebremsten He*-Atome erfolgt in einer magneto-optischen Falle, die am Ende der Kühlstrecke aufgebaut wird. Der Abstand des Fallenzentrums zum Ende der letzten Feldplattensektion beträgt 20,5 cm. Das Fallenprinzip ist in Kapitel 1.3.2 beschrieben worden, daher wird in diesem Abschnitt auf den experimentellen Aufbau und im Anschluß daran auf die zur Charakterisierung der Falle durchgeführten Messungen eingegangen.

2.5.1 Erweiterung der Vakuumanlage durch den Aufbau der MOT

Zur Realisierung einer MOT muß zum einen ein inhomogenes Magnetfeld mit einem linear vom Zentrum nach außen ansteigenden Feldstärkeverlauf erzeugt werden, zum anderen muß entlang der drei Raumrichtungen mittels Laserstrahlen das für die wirkende Kraft nötige Strahlungsfeld bereitgestellt werden. In der Aufbauskizze in Abb. 2.13 ist schematisch die Situation am Ende der Kühlstrecke gezeigt. Das Magnetfeld der Falle wird mit Hilfe zweier außenliegender, um das CF160-MOT-Vakuumkreuz gewickelter Feldspulen erzeugt. Die Spulen bestehen aus jeweils 77 Windungen eines Lackdrahtes mit rechteckigem Querschnitt ($4{,}3 \times 2{,}3\,\mathrm{mm}$) und sind auf wassergekühlten Kupferringen befestigt. Sie haben einen Durchmesser von 0,18 m und einen Abstand von 0,11 m. Die Verschaltung der beiden Spulen

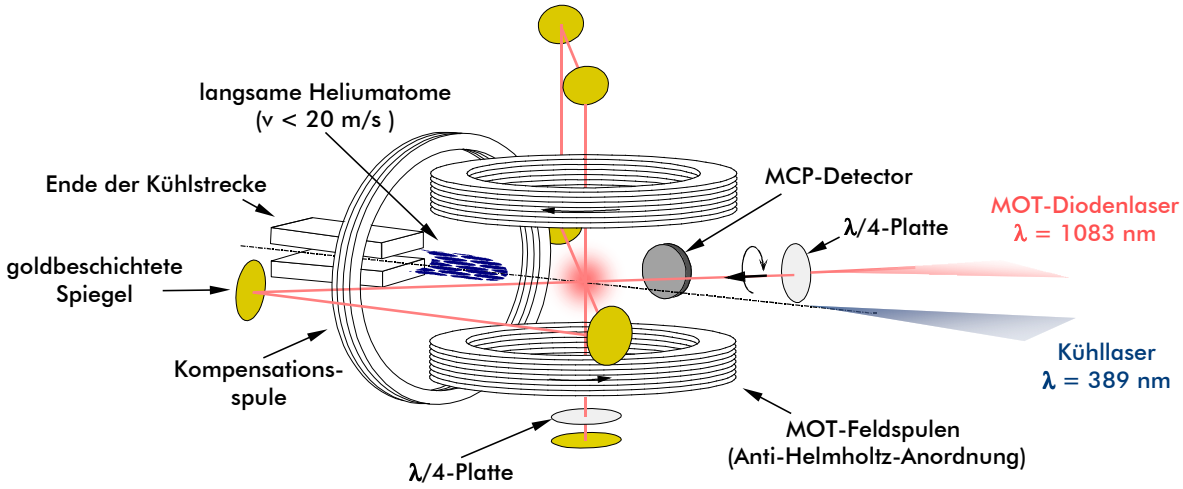


Abbildung 2.13 — Skizze zum Aufbau der magneto-optischen Falle für He* – Details siehe Text.

erfolgt in Anti-Helmholtz-Konfiguration (entgegengesetzte Ströme), so daß das resultierende Magnetfeld im Zentrum verschwindet und zu den Seiten linear ansteigt. Bei Spulenströmen von 20-30 A wird auf diese Weise ein axialer Magnetfeldgradient von 20-30 Gauss/cm erreicht. Die Spulenparameter sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt. Für die Stromversorgung steht ein 40 A-Gerät von GMC-Instruments (SSP-Konstanter 1000-40) zur Verfügung.

Als Fallenlaser kommt einer der im Abschnitt 2.3.3 beschriebenen Diodenlaser zum Einsatz. Der Laser ist auf den atomaren $2\,^3S_1 \rightarrow 2\,^3P_2$-Übergang bei $\lambda = 1083$ nm frequenzstabilisiert und läßt sich um mehrere 10 MHz gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz verstimmen. Die Verstimmung läßt sich, wie schon erwähnt, mittels *Beat*-Messung mit dem für die transversale Kühlung eingesetzten Laser, einstellen. Der experimentelle Rahmen bewegt sich dabei zwischen $\Delta\nu = -5$ MHz und $\Delta\nu = -30$ MHz. Die Laserleistung beträgt ungefähr 20 mW und damit die Intensität ca. 6 mW/cm^2. Diese Intensität ist gegenüber der Sättigungsintensität des verwendeten Übergangs ($I_s = 0{,}16$ mW/cm^2) für eine effektive Wechselwirkung ausreichend hoch. Bevor der Laser in den Spiegelaufbau zur Strahlführung in der MOT eingekoppelt wird, durchläuft er eine Aufweitoptik und eine $\lambda/4$-Platte zur Sicherstellung der bezüglich der Magnetfeldrichtung passenden Polarisation (in diesem Fall linkszirkular). Der Laserstrahl mit einem Durchmesser von ca. 2 cm wird nun, wie aus der Skizze ersichtlich, über die eingesetzten goldbeschichteten Spiegel durch die Fallenkammer gelenkt. Die ungerade Anzahl von Spiegeln bei der Strahlumlenkung aus der Radialebene heraus in die vertikale Richtung stellt sicher, daß sich auch der Drehsinn des zirkular polarisierten Lichtes gemäß der Richtungsänderung des Magnetfeldes ändert. Am Ende der vertikalen Strahlachse befindet sich eine weitere $\lambda/4$-Platte und ein Spiegel, der den Strahl in sich selbst wieder zurückreflektiert. Dadurch ist die Wirkung des Laserlichtfeldes aus den sechs Raumrichtungen gegeben.

Um nun die neutralen metastabilen Heliumatome oder vorhandene Ionen aus dem Fallenbereich zu detektieren, wird der schon bei den Experimenten zur Kühlung der He*-Atome vorgestellte, 7 cm vom Fallenzentrum entfernt positionierte MCP-Detektor benutzt (siehe Abb. 2.9 und 2.10). Die durch Stöße zwischen den metastabilen Heliumatomen und Atomen des Hintergrundgases erzeugten Ionen lassen sich am Detektor nachweisen und dienen als

Maß für die Effizienz der Falle. An die Vorderseite des MCP-Detektors werden Spannungen von $-2,1\,\mathrm{kV}$ angelegt, um die Ionen innerhalb von wenigen µs zum Detektor zu beschleunigen.

Entscheidend für das Funktionieren dieses Fallenaufbaus ist die in der Skizze zwischen den Feldplatten und der MOT eingefügte Kompensationsspule. Im Gegensatz zum früheren Fallenaufbau, im dem die Magnetfeldspulen mit Hilfe einer Becherkonstruktion so nahe wie möglich an die Strahlachse gebracht wurden (siehe auch dazu [Schu04]), befinden sich die Feldspulen außerhalb der Fallenkammer. Damit ist die Möglichkeit geschaffen, innerhalb der Fallenkammer weitere Experimente aufzubauen, wobei eigentlich das Speichern von He* in elektrischen Wechselfeldern in einer Quadrupolanordnung im Vordergrund stand. Zusätzlich ergab dieser Aufbau die Möglichkeit, um die gespeicherte Heliumwolke herum eine Feldplattenanordnung zu installieren, mit der es möglich war, durch Anlegen eines Spannungspulses die zuvor mittels Pulslaser knapp unter der Ionisationsschwelle angeregten Heliumatome zu feldionisieren (siehe dazu die Dissertation von S. Gerlach [Ger06]).

	Helium - Aufbau
mittl. Spulendurchmesser [cm]	18,3
mittl. Abstand zur Symmetrieachse [cm]	5,1
Spulenquerschnitt $(l \times h)$ [cm]	$3{,}01 \times 2{,}52$
Windungsanzahl	$2 \cdot 77 = 154$
Betriebsstrom [A]	18
Spannung [V]	5,6
axialer Magnetfeldgradient $\partial B/\partial z$ [T/cm]	$17{,}4 \cdot 10^{-4}$
Widerstand [Ω]	0,31
theoret. Induktivität pro Spule (nach Gl. 3.2) [mH]	1,43

Tabelle 2.2: Parameter der Fallenspulen im Heliumexperiment, wobei der Betriebsstrom zur Optimierung des Fallensignals verändert werden kann.

Kompensationsspule

Aufgrund der geometrischen Abmaße der MOT-Spulen beeinflußt das damit verbundene Streumagnetfeld empfindlich die Kühlung der He*-Atome im *Stark-Slower*. Der Einfluß des Magnetfeldes auf den Kühlprozeß ist theoretisch in Kapitel 2.2 behandelt worden; experimentell sind Messungen dazu in [Schu04] beschrieben. Durch das Hinzufügen der Kompensationsspule ist es möglich, die Streumagnetfelder im Bereich der Kühlstrecke zu eliminieren. Die Kompensationsspule ist um den CF100/63-Adapterflansch zwischen Kühlstrecke und MOT-Kammer gewickelt und besteht aus 27 Windungen, durch die ein Strom von 5-10 A fließen kann. Die Wirkung dieser Spule läßt sich sehr schön anhand der Graphik in Abb. 2.14 sehen. Dabei sind die Magnetfeldstärken der beiden Spulen, wie auch die resultierende Feldstärke entlang der Kühlachse aufgetragen. Deutlich ist das am Feldplattenende herrschende Fallenmagnetfeld (blau) zu sehen, das in der Größenordnung von $5 - 10 \cdot 10^{-4}$ Tesla liegt. Diese hohen Feldstärken führen im letzten Fünftel der dritten Feldplatten zu einer Unterbrechung des Kühlprozesses, wodurch die Heliumatome nicht mehr auf die für die MOT benötigten

Endgeschwindigkeiten abgebremst werden können. Das dem Fallenmagnetfeld entgegengesetzte Kompensationsfeld (grün) hebt nun das Fallenfeld im *Stark-Slower* annähernd auf. Das sich aus Fallenmagnetfeld und Kompensationsfeld ergebende effektive Magnetfeld (rot) liegt dann in der Größenordnung $< 1 \cdot 10^{-4}$ Tesla, wodurch die Kühlung der He*-Atome auf Endgeschwindigkeiten, die wieder im Einfangbereich der MOT liegen, möglich ist. Die durch den Einsatz der Kompensationsspule verursachte Nullpunktsverschiebung des MOT-Zentrums wird durch eine weitere Korrekturspule am gegenüberliegenden Ende der Fallenkammer ausgeglichen.

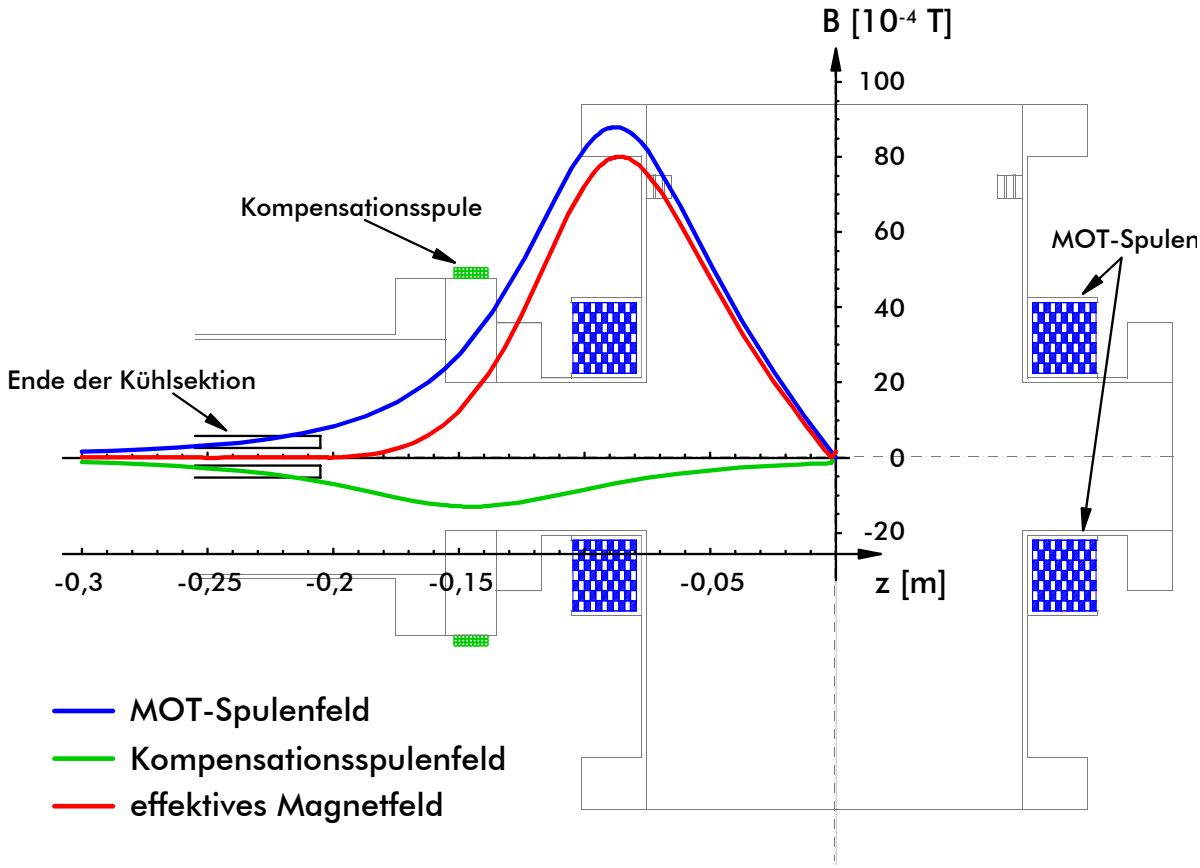


Abbildung 2.14 — Verlauf der Magnetfeldstärke entlang der Kühlachse (z-Achse), betrachtet vom MOT-Zentrum bis zu den letzten 5 cm der dritten Kühlsektion. Betrachtet werden das Magnetfeld der Fallenspulen, das Magnetfeld der Kompensationsspule und das aus der Überlagerung beider Felder resultierende effektive Magnetfeld.

2.5.2 Eigenschaften der MOT

Lebensdauer

Allgemein läßt sich die Teilchenentwicklung innerhalb einer magneto-optischen Falle durch folgende Ratengleichung ausdrücken:

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \alpha N - \beta \int n^2(r,t) d^3r \ . \tag{2.1}$$

Im Betrieb der Falle stellt sich ein Gleichgewicht zwischen der Laderate R und der Gesamtverlustrate $\alpha N + \beta \int n^2(r,t) d^3r$ ein.

Die Laderate ergibt sich durch Aufzeichnung des Ionensignals nach Einschalten der Falle. Zu beobachten ist ein Ansteigen des gemessenen Ionensignals aufgrund der Zunahme von ionisierenden Stößen zwischen den in der Falle gefangenen metastabilen Heliumatomen und Hintergrundgasatomen.

Für die Verlustrate sind Stöße innerhalb des Fallenvolumens verantwortlich, die dazu führen, daß die Heliumatome entweder in ihren Grundzustand übergehen oder ionisiert werden; in beiden Fällen gehen sie der MOT verloren. Der Koeffizient α gibt dabei die Verlustrate aufgrund von Kollisionen mit Restgasatomen an, während β die Verlustrate bei Stößen zwischen den He*-Atomen untereinander angibt. Die möglichen Stoßereignisse sind in den Formeln 2.2 und 2.3 aufgeführt. Die He*-internen Stöße (2.3) – die sog. Penning-Ionisationen – spielen erst bei hohen Teilchendichten eine Rolle und führen zu einer schnelleren Entladung; umfassende Untersuchungen zu Penning-Kollisionen in einer He*-MOT finden sich in [San01b]. In den Dichtebereichen, wie sie hier vorliegen, wird die Verlustrate durch Kollisionen der He*-Atome mit dem Hintergrundgas dominiert (2.2). Die dadurch zu bestimmende mittlere Lebensdauer der Atome innerhalb der Falle ergibt sich somit zu $\tau = 1/\alpha$.

$$\mathrm{He^* + X} \quad \rightarrow \quad \mathrm{He^+ + X} + e^- \tag{2.2}$$

$$\mathrm{He^* + He^*} \quad \rightarrow \quad \begin{cases} \mathrm{He + He^+} + e^- \\ \mathrm{He_2^+} + e^- \end{cases} \tag{2.3}$$

Für die Bestimmung der Lebensdauer der He*-Atome in der MOT wird der Ionensignalverlauf nach dem Ausschalten der Falle aufgezeichnet (Abb. 2.15). Die Falle wird dabei mit einem Spulenstrom von $I_{MOT} = 20\,\mathrm{A}$ betrieben, während der Fallenlaser um $\Delta\nu = -10\,\mathrm{MHz}$ bezüglich der Resonanzfrequenz verstimmt ist. Nachdem die Falle für einige Sekunden geladen worden ist, wird der Ablenklaser geblockt. Der Atomstrahl wird somit unterbrochen, das weiter Laden der Falle unterbleibt.

Die Teilchenzahlentwicklung nach Ausschalten der Falle ergibt sich aus der Lösung der o.g. Ratengleichung (Gl. 2.1) für $R = 0$ und ohne Betrachtung der falleninternen Stöße zwischen He*-Atomen ($\beta = 0$). Somit gilt die vereinfachte Ratengleichung:

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\alpha N_0 \ , \tag{2.4}$$

wobei N_0 die Anzahl der Teilchen in der Falle vor dem Ausschalten angibt. Die Lösung dieser Gleichung ist eine Exponentialfunktion, für die gilt:

$$N(t) = N_0\, e^{-\alpha t} = N_0\, e^{-\frac{t}{\tau}} \ . \tag{2.5}$$

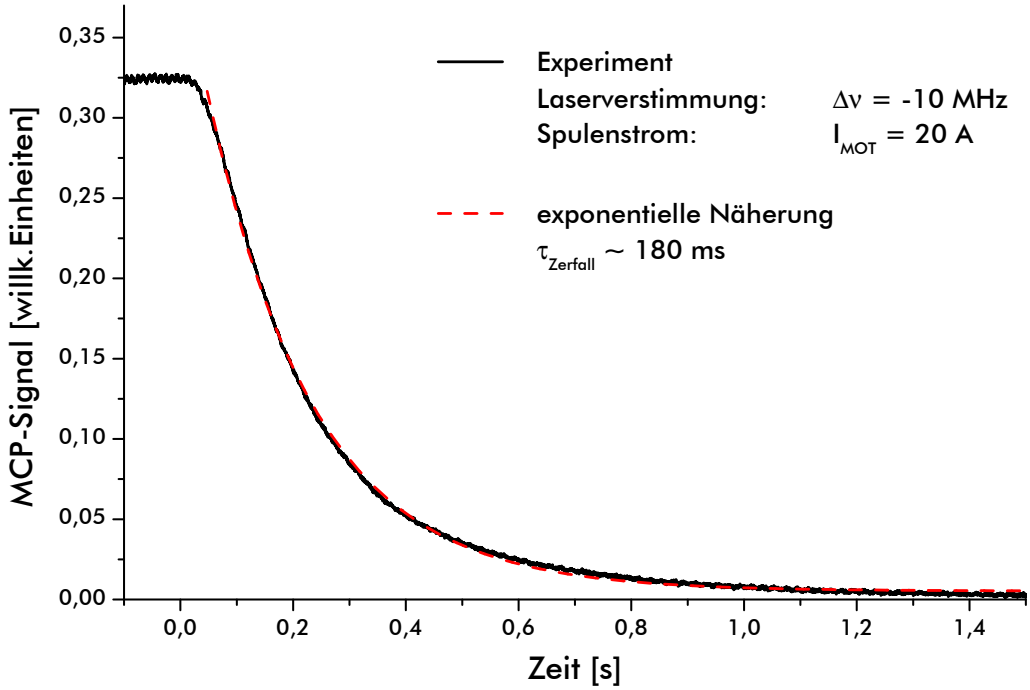


Abbildung 2.15 — Der zeitliche Verlauf des MOT-Ionensignal nach Unterbrechung des Heliumstrahls. Der Entladekurve ist zusätzlich eine mit der angegebenen Zeitkonstanten $\tau_{Zerfall}$ bestimmte theoretische Zerfallskurve überlagert, die mit der gemessenen Abklingkurve sehr gut übereinstimmt.

Durch Anpassen einer Exponentialfunktion an den experimentellen Kurvenverlauf in Abb. 2.15 ergibt sich eine Zeitkonstante, d.h. eine Lebensdauer von $\tau_{Zerfall} \approx 180\,\text{ms}$. Diese Fallenlebensdauer entspricht denjenigen Zeiten, die bei ähnlich hohen Hintergrundgasdrücken von $p \sim 10^{-8}\,\text{mbar}$ in Experimenten anderer Gruppen gemessen worden sind [Bro00].

Temperatur

Um die Temperatur der Heliumatome in der Falle bestimmen zu können, wurde der Fallenlaser geblockt und eine Flugzeitverteilung der expandierenden Heliumwolke aufgenommen. Ein typisches Flugzeitspektrum der auf das MCP treffenden Heliumatome ist in Abb. 2.16 gezeigt. Der Fallenlaser war bei dieser Messung um $\Delta\nu = -16\,\text{MHz}$ verstimmt, der MOT-Spulenstrom betrug 14 A. Die eingezeichnete theoretische Kurve entspricht einer Flugzeitverteilung, die sich aus einer dreidimensionalen Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung ergeben würde. Die dabei angesetzte Temperatur entspräche einem Wert von $T \approx 0{,}35\,\text{mK}$.

Schaut man sich die gemessenen Flugzeitspektren an, so ist bei allen Messungen festzuhalten, daß der Kurvenverlauf von $t = 0$ bis zum Maximalwert eigentlich sehr gut mit einer dreidimensionalen Maxwell-Verteilung angepaßt werden kann. Problematisch ist immer die abfallende Flanke: Während die steil ansteigende Flanke der experimentellen Daten nur gering von der theoretischen Kurve abweicht, liegt zu längeren Flugzeiten hin eine große Abweichung vor. Die Anzahl langsamer Atome ist laut Kurvenverlauf für jede Maxwell-Verteilung eindeutig zu hoch. Zusätzlich sind die theoretisch angesetzten Ensembletemperaturen von unter einem Millikelvin für Fallen diesen Typs zu niedrig.

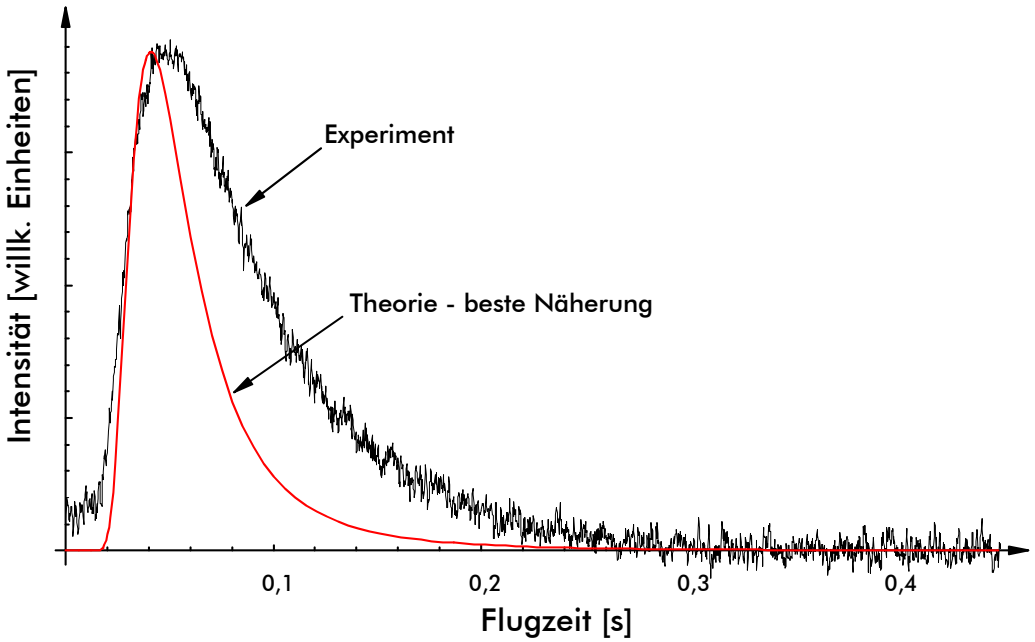


Abbildung 2.16 — Flugzeitspektrum der frei expandierenden Heliumwolke nach Ausschalten des Fallenlasers. Das Anpassen einer theoretischen dreidimensionalen Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit einer angenommenen Ensembletemperatur von $T = 0{,}35\,\mathrm{mK}$ ist jedoch sehr unbefriedigend, inbesondere im Bereich der langsameren Teilchen.

Da die bisherigen Flugzeitspektren allesamt durch Aufnahme des Signalverlaufs direkt an der Anode durchgeführt worden sind, ist zu überlegen, wie man trotzdem den tatsächlichen zeitlichen Verlauf des Heliumatomflusses auf das MCP aus den vorhandenen Meßdaten erhalten kann. Ein bisher wenig beachteter Punkt ist die von der holländischen Gruppe um Mastwijk [Mas97] aufgeworfene und zugleich gelöste Frage nach der Linearität der Signalantwort des MCP-Detektors. Diese Gruppe ist dazu übergegangen, die nach der Expansion der Heliumwolke aus der magneto-optischen Falle auf das MCP treffenden Atome zeitaufgelöst zu zählen. Als Ergebnis ergibt sich ein Kurvenverlauf, der sehr gut mit dem theoretischen Verlauf einer dreidimensionalen Maxwell-Verteilung angenähert werden kann. Im Vergleich dazu ist jedoch in den hier durchgeführten Messungen der Anodenstrom direkt am $1\,\mathrm{M\Omega}$–Eingang eines Oszilloskops gemessen worden, wobei Sättigungseffekte nicht berücksichtigt wurden.

Als Lösung bietet sich an, ein Flugzeitspektrum, das man aus einer theoretischen Maxwell–Verteilung erhält, mit einer Funktion, die das Sättigungsverhalten des MCP–Detektors hinreichend beschreibt, zu kombinieren. Dafür kann an dieser Stelle auf die Methoden in der Signalverarbeitung zurückgegriffen werden [Foe92]. Dabei ist der zeitliche Verlauf des Ausgangssignals gegeben durch den zeitlichen Verlauf des Eingangssignals und einer Funktion, die die Signalantwort des Detektors auf das Eingangssignal beschreibt. Diese Funktion wird in der technischen Systemtheorie als Übertragungsfunktion bezeichnet. Das Ausgangssignal ergibt sich danach aus der Faltung des Eingangssignals mit der dem Detektor zuzuordnenden Übertragungsfunktion (siehe Abbildung 2.17).

Mathematisch gesehen entspricht die Faltungsfunktion $f(t)$ zweier Funktionen $g(x)$ und

$h(x)$ dem Produkt der Fouriertransformierten von g und h. Seien $\tilde{g}(t)$ und $\tilde{h}(t)$ die Fouriertransformierten von $g(x)$ und $h(x)$, dann gilt für die Faltungsfunktion $f(t)$:

$$\begin{aligned} f(t) = g * h &= \tilde{g}(t) \cdot \tilde{h}(t) \\ &\equiv \int_{-\infty}^{\infty} g(t-x)h(x)\,dx \end{aligned} \tag{2.6}$$

Auf das Experiment übertragen bedeutet das, daß für die Anpassung an den gemessenen Kurvenverlauf folgende zwei Funktionen benötigt werden, die von $-\infty$ bis $+\infty$ definiert sein müssen:

a) Der theoretische Verlauf der Flugzeitverteilung $g(t,T)$ aus einer vorgegebenen Maxwell–Verteilung $f_{MV}(v,T)$ heraus für eine feste Temperatur T.
Für $g(t,T)$ gilt:

$$g(t,T) = \begin{cases} 0 & (t<0) \\ \sqrt{\dfrac{2}{\pi}} \left(\dfrac{kT}{m_{He}}\right)^{-\frac{3}{2}} \dfrac{s^3}{t^4}\, \mathrm{e}^{-\frac{s^2}{2t^2}\frac{m_{He}}{kT}} & (t>0), \end{cases} \tag{2.7}$$

mit k: Boltzmann–Konstante, m_{He}: Masse des Heliumatoms,
s: Abstand Fallenzentrum−MCP (7 cm).

b) Eine Exponentialfunktion $h(t)$ als Faltfunktion, die sich bei der Betrachtung der Anode des MCP–Detektors als Kapazität anbietet, wobei sich die Zeitkonstante τ aus dem abklingenden Signal der aufgenommenen Flugzeitverteilung ergibt. Die Funktion $h(t)$ kann somit als Anodenfunktion bezeichnet werden, da sie die Wirkung der Anode auf das eintreffende Signal beschreibt. Für $h(t)$ gilt:

$$h(t) = \begin{cases} 0 & (t<0) \\ a_0\, \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}} & (t \geqq 0) \end{cases} \tag{2.8}$$

Mit dem „Rüstzeug“ der Faltung lassen sich nun die aufgenommenen Flugzeitspektren sehr viel besser durch die theoretischen, auf Maxwell-Geschwindigkeitsverteilungen basieren-

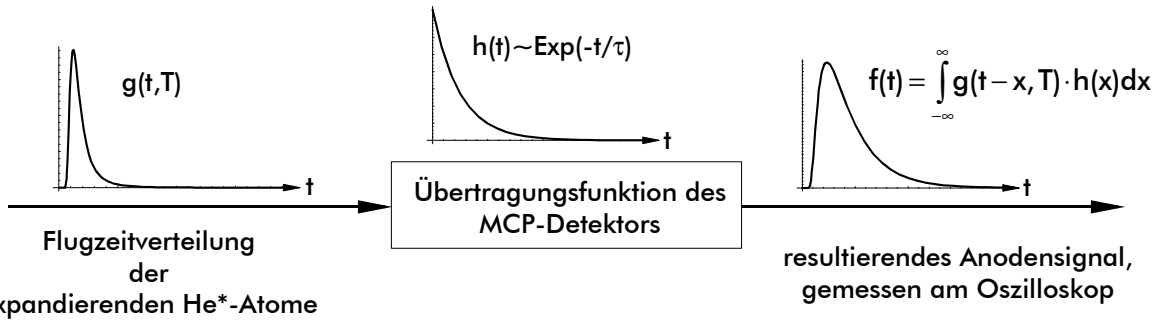


Abbildung 2.17 — Das gemessene Anodensignal als Signalantwort des MCP-Detektors auf das Signal der Flugzeitverteilung der einfallenden Heliumatome.

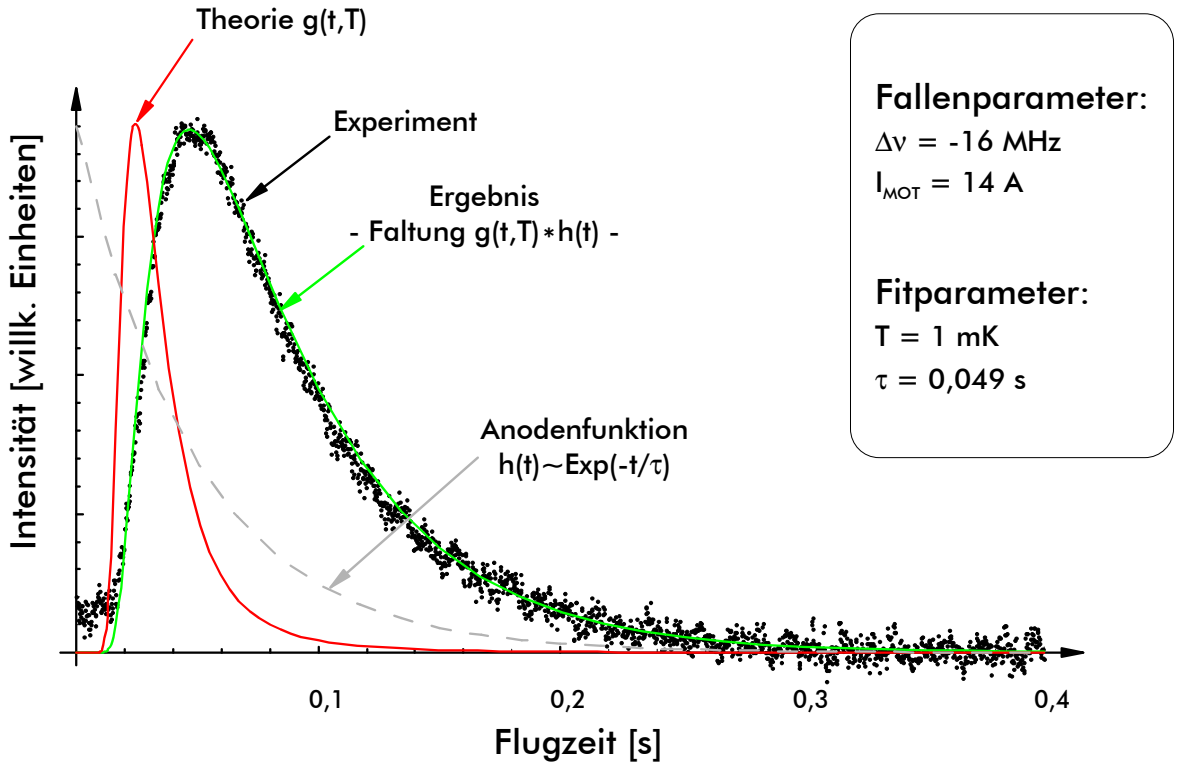


Abbildung 2.18 — Flugzeitspektrum der frei expandierenden Heliumwolke nach Ausschalten des Fallenlasers. Durch die Einbeziehung einer exponentiell abklingenden Anodenfunktion zur Beschreibung des Sättigungsverhaltens des Detektors ergeben sich theoretische Flugzeitverteilungen, die mit den experimentellen Spektren sehr gut übereinstimmen. Dabei fällt besonders die höher angesetzte und auch realistischere Temperatur von $T = 1\,\mathrm{mK}$ auf.

den Flugzeitspektren anpassen. Für die schon in Abb. 2.16 gezeigte Kurve ergibt sich unter der Annahme einer Ensembletemperatur von $T = 1\,\mathrm{mK}$ und einer Zeitkonstanten der Anodenfunktion von $\tau \approx 49\,\mathrm{ms}$ der in Abb. 2.18 gezeigte Verlauf der gefalteten theoretischen Flugzeitverteilung. Die Anodenfunktion wirkt sich auf die Flugzeitverteilung in dem Sinne aus, daß das Maximum der Heliumatome zu späteren Zeiten verschoben wird, wodurch das Atomensemble kälter erscheint als es tatsächlich ist. Im Gegensatz zur Anpassung mit der reinen dreidimensionalen Maxwell-Verteilung wird jetzt auch der Signalverlauf für die langsamen Atome deutlich besser angenähert.

Dichte

Wird der Detektor im Ionenzählmodus betrieben, so kann die Anzahl der gefangenen Atome bestimmt werden. Dazu wird die Gesamtzahl der Teilchen, die nach der freien Expansion der Heliumwolke am MCP-Detektor ankommen, erfaßt. Messungen ergeben Werte von einigen 1000 Atomen. Angenommen, die Heliumwolke expandiert isotrop und der Detektor kann jedes Atom nachweisen, dann ergibt sich aus der gemessenen Anzahl Atome in dem vom Detektor erfaßten Raumwinkel eine Gesamtanzahl von $\sim 5 \times 10^5$ Atome in der Falle. Für den Fallendurchmesser können nur Abschätzungen gemacht werden ($1 - 2\,\mathrm{mm}$), da ein opti-

scher Nachweis der Heliumatome aufgrund der Wellenlänge im Infraroten nur unzureichend möglich war. Daher kann bezgl. der Dichte nur gesagt werden, daß sie zwischen $10^8/\mathrm{cm}^3$ und $10^9/\mathrm{cm}^3$ liegt. Die Anzahl gefangener Atome ist vergleichbar der bei früheren Arbeiten mit der *Zeeman-Slower*–Technik erzielten Menge. Neuere Arbeiten an verbesserten Systemen zeigen aber wesentlich höhere Heliumzahlen und -dichten [Koe04].

2.6 Zusammenfassung

Gezeigt wurde das erfolgreiche Laden einer magneto-optischen Falle mit zuvor in einem *Stark-Slower* abgebremsten metastabilen Heliumatomen. Das Bereitstellen von beliebig langsamen Atomen mittels des *Stark-Slowers* ist ein erster Schritt zur spinunabhängigen Speicherung metastabiler Heliumatome nur unter Einsatz von elektrischen Feldern. Die dabei experimentell bestimmten charakteristischen Eigenschaften der Falle sind in Tabelle 2.3 zusammengefaßt und sind vergleichbar mit den Werten, die unter Verwendung eines *Zeeman-Slowers* erreicht werden [Mas98, Roo97]. In anschließenden Experimenten ist zum einen geplant, die kalten Heliumatome in eine elektrische Falle umzuladen, zum anderen Ionisationsexperimente mit dem Ziel der Untersuchnung der Dynamik von hochangeregten bzw. ionisierten Heliumatomen in einem ultrakalten Teilchenensemble zu studieren. Insbesondere sind hierbei Umverteilungsprozesse in der Besetzungsdichte hoher Zustände und kollektive Effekte der in hohe Rydberg-Zustände angeregten He*-Atome von Interesse [Jun03b].

Lebensdauer [ms]	$\sim 200 - 500$
Temperatur [mK]	1 - 4
Atomanzahl	$\sim 5 \cdot 10^5$
Dichte [Atome/cm^3]	$\sim 10^8 - 10^9$

Tabelle 2.3: Eigenschaften der magneto-optischen Falle mit metastabilem Helium.

3 Erzeugung eines kalten Rubidium-Ensembles innerhalb einer Quadrupol-Elektrodenanordnung

Vorbemerkung

Um in einer ersten Testphase allgemein der Frage nachzugehen, ob elektrische Wechselfelder einen speichernden Einfluß auf neutrale Atome haben und ob die dafür geplante Verschaltung in moderaten Spannungs- und Frequenzbereichen funktioniert, wird die in diesem Kapitel behandelte Rubidium-MOT aufgebaut. Der Übergang zu He* ist nach erfolgreicher Demonstration des Prinzips kein Problem mehr, da der Schalteraufbau (siehe Kapitel 6.2) von vornherein so konzipiert ist, daß die für die elektrische Falle mit He*-Atomen benötigten Betriebsparameter (Spannung $U = \pm 15\,\mathrm{kV}$, Frequenz $f_{Falle} \sim$ 1-2 kHz) erreicht werden können. Durch die Wahl von Rubidium ist es aber vorerst nicht notwendig, den Schalteraufbau an seiner Belastungsgrenze zu betreiben, womit eventuelle Schädigungen vermieden werden können. Bei dem Wechsel des Elements ist zu beachten, daß der Grundzustand von Rubidium ($5^2S_{1/2}$) zwar annähernd dieselbe Polarisierbarkeit wie He* besitzt[1], das Rubidiumatom selber jedoch eine ungefähr 20fach größere Masse hat und somit wesentlich „träger“ ist. Aus den Simulationen in Kapitel 5 erhält man dann Fallenfrequenzen, die im Bereich von 200 - 300 Hz liegen, bei angelegten Spannungen von $\pm 9\,\mathrm{kV}$.

Einleitung

Für die Experimente zur Speicherung neutraler Atome in einem elektrischen Wechselfeld muß in erster Linie dafür gesorgt werden, daß ein ausreichend kaltes Atomensemble im Zentrum der elektrischen Falle zur Verfügung steht. Das ist notwendig, da die erwartete Potentialtiefe bezogen auf die Temperatur nur im Bereich einiger $10\,\mu\mathrm{K}$ liegt. Im folgenden Kapitel wird somit die Realisierung, d.h der Aufbau und Betrieb einer Rubidium-MOT als Quelle für ein kaltes Atomensemble beschrieben. Nachdem kurz auf die Eigenschaften von Rubidium eingegangen wird, werden im sich daran anschließenden Kapitel die technischen Voraussetzungen (Lasersysteme, Vakuumanlage, optischer Aufbau) behandelt. Dabei wird insbesondere zu erörtern sein, inwiefern die Integration der elektrischen Fallenstruktur sowie die dort anliegenden Spannungen die Funktionsweise der magneto-optische Falle beeinflussen. Die Beschreibung des Aufbaus der elektrischen Falle folgt dann später in Kapitel 6.3. Es schließt sich ein Kapitel über die Eigenschaften der MOT an. Das naheliegende Ziel war, eine Wolke kalten Rubidiums so mittig wie möglich zwischen den Elektroden der elektrischen Falle zu positionieren. Die interessanten Parameter, wie Lebensdauer, Wolkendurchmesser sowie eine Abschätzung der Anzahl gespeicherter Atome werden, soweit es im Rahmen dieser Arbeit möglich war, ermittelt und ergeben so die Ausgangssituation für den Betrieb der

[1] $\alpha_0(\mathrm{Rb}) = 5,26104 \cdot 10^{-39}\,\mathrm{J}/((\mathrm{V/m})^2)$ [Tho00]
$\alpha_0(\mathrm{He}^*) = 5,03576 \cdot 10^{-39}\,\mathrm{J}/((\mathrm{V/m})^2)$ [Schu97]

elektrischen Falle. Ferner liefern sie eine realistische Grundlage für die Simulationsrechnungen zum Verhalten eines kalten Teilchenensembles unter dem Einfluß elektrischer Wechselfelder (siehe ebenfalls Kapitel 5).

3.1 Atomare Eigenschaften von Rubidium

Das Element Rubidium befindet sich in der ersten Hauptgruppe des Periodensystems, besitzt ein Valenzelektron und gehört somit zu den Alkalimetallen, die sich durch ein relativ einfaches wasserstoffähnliches Termschema auszeichnen. In seiner natürlichen Mischung treten vor allem zwei Isotope auf: ^{85}Rb mit einer relativen Häufigkeit von 72% und ^{87}Rb mit einer relativen Häufigkeit von 28%. Die für die Laserkühlung und später für die elektrische Falle relevanten atomaren Eigenschaften des Rubidium-87-Isotops sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Eigenschaften des Kühlübergangs $5\,^2\mathrm{S}_{1/2} \rightarrow 5\,^2\mathrm{P}_{3/2}$		
Wellenlänge	λ [nm]	780,241209686
Lebensdauer	τ [ns]	26,24
Linienbreite	$\Gamma/(2\pi)$ [MHz]	6,065
Rückstoßgeschwindigkeit	v_{recoil} [mm/s]	5,88
Sättigungsintensität ($\sigma^{\pm}$-Anregung)	I_s [mW/cm^2]	1,669
Parameter der Hyperfeinstruktur		
Planck-Konstante	h [Js]	$6,626 \cdot 10^{-34}$
Kernspin	I	3/2
Hyperfeinstrukturkonstanten	$A_{HFS,g}$ ($5\,^2\mathrm{S}_{1/2}$)	$h \cdot 3{,}417\,\mathrm{GHz}$
	$A_{HFS,e}$ ($5\,^2\mathrm{P}_{3/2}$)	$h \cdot 84{,}72\,\mathrm{MHz}$
	$B_{HFS,e}$ ($5\,^2\mathrm{P}_{3/2}$)	$h \cdot 12{,}5\,\mathrm{MHz}$
Hyperfeinaufspaltung ($5\,^2\mathrm{S}_{1/2}$)	ν_{hfs} [GHz]	6, 8346826128(5)
Parameter der Wechselwirkung mit dem elektrischen Feld – Polarisierbarkeiten		
skalarer Anteil	$\alpha_{sc,g}(5\,^2\mathrm{S}_{1/2})$ [Cm^2/V]	$5{,}2628 \cdot 10^{-39}$
	$\alpha_{sc,e}(5\,^2\mathrm{P}_{3/2})$ [Cm^2/V]	$14{,}1307 \cdot 10^{-39}$
tensorieller Anteil	$\alpha_{ten,e}(5\,^2\mathrm{P}_{3/2})$ [Cm^2/V]	$-2{,}6926 \cdot 10^{-39}$

Tabelle 3.1: Charakteristische Parameter des Rubidium-87-Isotops – Quelle [Ste03] und dortige Referenzen

3.1.1 Termschema mit Blick auf die Laserkühlung

Im Vergleich zum vorher betrachteten Heliumsystem muß beim Rubidiumsystem die Hyperfeinaufspaltung der Energieniveaus berücksichtigt werden. Die Hyperfeinstruktur ist das Ergebnis der Kopplung des Gesamtdrehimpulses der Elektronen $\vec{J}$ mit dem Kernspin $\vec{I}$ zu einem atomaren Gesamtdrehimpuls $\vec{F}$, für den gilt:

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I} \,.$$

Der Betrag von $\vec{F}$ kann nun folgende Werte annehmen:

$$|J - I| \leq F \leq J + I$$

Während das Helium-4-Atom keinen Kernspin besitzt ($I_{^4He} = 0$), weist der Atomkern des Rubidium-87 einen Kernspin von $I = 3/2$ auf. Damit ergibt sich für den Grundzustand von ^{87}Rb mit $J = 1/2$, daß dieser in zwei Zustände, $F = 1$ und $F = 2$, aufspaltet, während der angeregte $5\,^2P_{3/2}$-Zustand in vier Zustände aufspaltet ($F' = 0, 1, 2, 3$). Der analytische Ausdruck für die Berechnung der Hyperfeinaufspaltung der Energieniveaus wird im Anhang im Rahmen des Stark-Effekts für Atome mit Hyperfeinstruktur angegeben (Formel A.3). Der

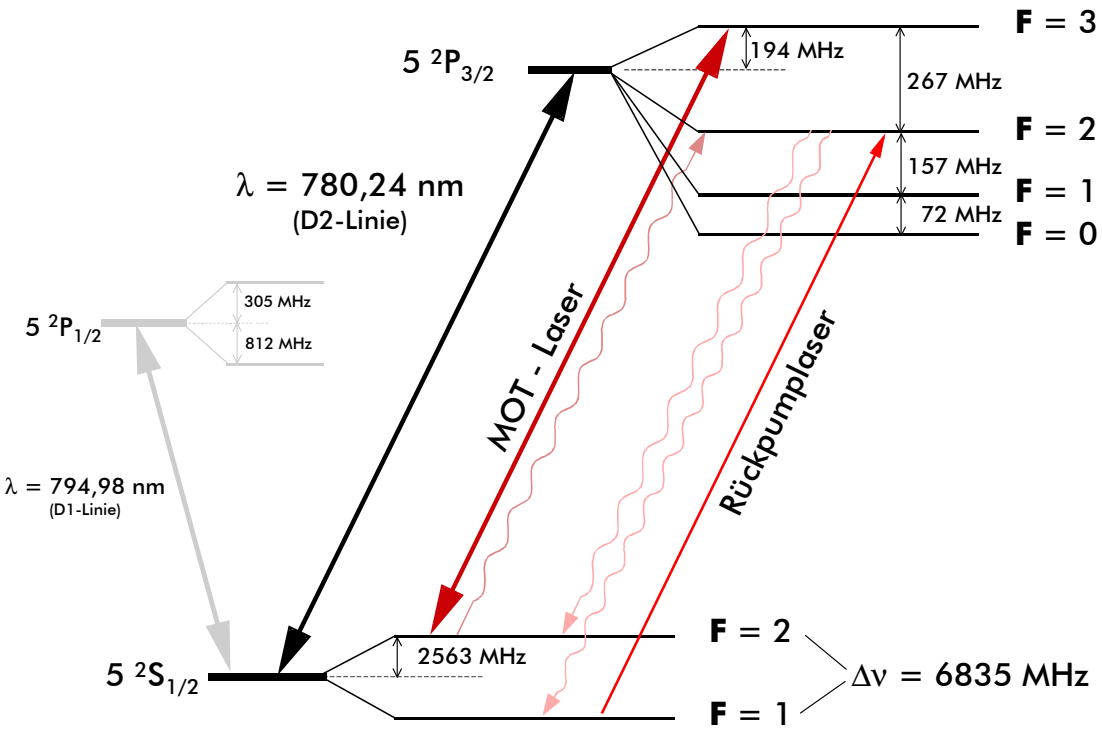


Abbildung 3.1 — Das Termschema von ^{87}Rb mit den für die magneto-optische Falle wichtigen Übergängen zwischen den eingezeichneten Hyperfein-Niveaus. Mit ∿∿∿ ist die nicht-resonante Anregung sowie der Zerfall des $5\,^2P_{3/2}$, $F' = 2$- Zustandes gekennzeichnet. Zur Vervollständigung der möglichen optischen Anregungen aus dem $5\,^2S_{1/2}$-Zustand ist der Übergang in den $5\,^2P_{1/2}$-Zustand mit aufgeführt.

Frequenzabstand beider Hyperfeinniveaus im Grundzustand liegt bei $\Delta\nu = 6{,}8\,\mathrm{GHz}$. Aufgrund dieser Aufspaltung sind zwei Laser zur Kühlung und Speicherung von Rubidium in einer MOT notwendig. Wie aus dem Termschema und den dort eingezeichneten induzierten Übergängen ersichtlich (Abb. 3.1), wird im allgemeinen der $5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 2 \rightarrow 5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 3$-Übergang bei einer Wellenlänge von $\lambda = 780,2460208\,\mathrm{nm}$ zur Laserkühlung und Speicherung in einer magneto-optischen Falle benutzt. Dadurch daß der $5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 2$- Zustand nur ca. 265 MHz unterhalb des oberen Kühlniveaus liegt, existiert jedoch eine nichtverschwindende Wahrscheinlichkeit für eine nicht-resonante Anregung des besagten Zustandes durch den Kühllaser. Der $5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 2$- Zustand zerfällt schließlich zu 62,5% (5/8) in das obere Hyperfein-Niveau des Grundzustandes ($5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 2$), zu 37,5% (3/8) jedoch in das untere Hyperfein-Niveau ($5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 1$). Da der Energieabstand dieses tieferen Grundzustandsniveaus zum Ausgangsniveau des Kühlzyklusses mehrere GHz beträgt und somit außerhalb des Einflusses des Kühllasers liegt (Laserfrequenzbreiten im MHz-Bereich), würden die Atome, die in diesen Zustand fallen, aus der Wechselwirkung mit dem Laser herausfallen. An eine effektive Kühlung und Speicherung in der MOT wäre somit nicht zu denken. Um nun das Atom aus diesem „Dunkelzustand“ herauszubekommen, wird ein weiterer Laser, der sogenannte Rückpumplaser, eingesetzt, der den Übergang aus dem $5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 1$- Zustand wieder in den $5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 2$- Zustand induziert ($\lambda = 780,2326835\,\mathrm{nm}$).

3.1.2 Rubidium im elektrischen Feld

Die Wechselwirkung der Atome mit einem äußeren elektrischen Feld führt zu Verschiebungen bzw. Aufspaltungen der atomaren Energieniveaus. Der Energieverlauf für das $5\,^2\mathrm{P}_{3/2}$-Multiplett von $^{87}\mathrm{Rb}$ ($I = 3/2$) in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke E ist in Abb. 3.2 gezeigt und basiert auf dem im Anhang (Kapitel A.1) aufgeführten Hamiltonoperator für die Stark-Verschiebung unter Berücksichtigung der Hyperfeinstruktur (Gl. A.9 ff). Den Berechnungen liegen die in Tabelle 3.1 aufgeführten Werte der Polarisierbarkeiten sowie der Hyperfeinaufspaltung des $5\,^2\mathrm{P}_{3/2}$-Zustandes zugrunde. Deutlich ist für $|E| = 0\,\mathrm{kV/cm}$ die ungestörte Hyperfeinstrukturaufspaltung der einzelnen F-Zustände zu erkennen. Diese spalten mit zunehmender Feldstärke gemäß des Betrages ihrer magnetischen Unterzustände $|m_F|$ auf. Für starke elektrische Felder wird die Starkwechselwirkung gegenüber der Hyperfeinwechselwirkung dominant und die $|m_F|$-Unterzustände gruppieren sich, analog dem Paschen-Back-Effekt im magnetischen Feld, nach den Werten von $|m_J|$. Ursache dafür ist die mit steigender Feldstärke zunehmende Entkopplung des Gesamtdrehimpulses J des Elektrons vom Gesamtkernspin I und somit die Aufhebung der Hyperfeinwechselwirkung.

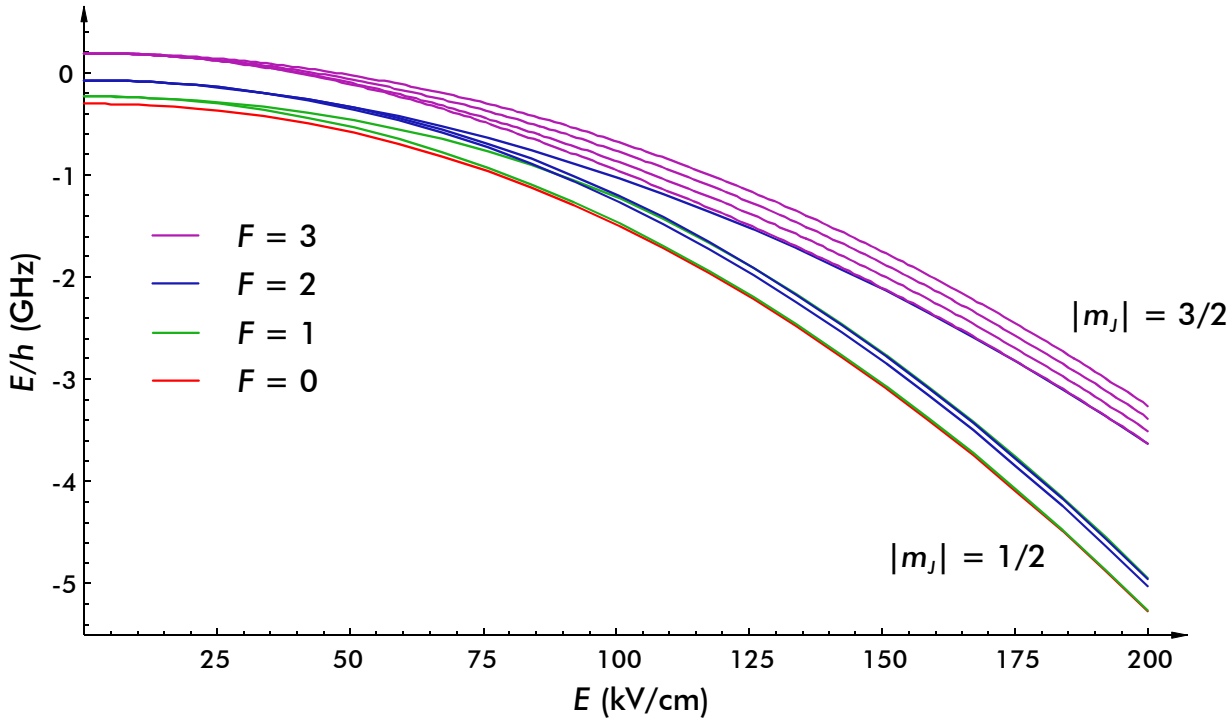


Abbildung 3.2 — Die Hyperfeinstruktur des $5\,^2\mathrm{P}_{3/2}$-Multipletts im konstanten, homogenen elektrischen Feld in Abhängigkeit von der Feldstärke E. Im schwachen Feld spalten die Zustände gemäß ihrer Hyperfeinniveaus F bezüglich $|m_F|$ auf, während hin zu starken Feldern die Aufspaltung gemäß der $|m_J|$-Zustände erfolgt.

3.2 Aufbau

Der Aufbau der Rubidium–MOT erfolgte aufgrund der Erfahrungen mit der Helium–MOT in kürzester Zeit. Im Unterschied zur magneto-optischen Falle für metastabiles Helium, bei der die Falle aus einem Atomstrahl geladen wird, ist der Aufbau aufgrund der Möglichkeit, Rubidium aus dem Hintergrundgas einzufangen und zu speichern, wesentlich kompakter auszuführen. In den folgenden Kapiteln werden die wichtigsten Komponenten und deren Funktionen beschrieben. Aufgeteilt in folgende Abschnitte wird ein Überblick über den Gesamtaufbau der magneto-optischen Falle gegeben:

- Vakuumaufbau mit Vakuumkammer, Rubidiumquelle und Pumpensystem
- Fallenaufbau mit Magnetfeldspulen, Lasersystemen und optischem Aufbau

Die Integration des Aufbaus für die elektrische Falle bedingt einige Modifikationen, die bei den jeweiligen Abschnitten gesondert hervorgehoben werden; insbesondere der optische Aufbau trägt dem Rechnung.

3.2.1 Vakuumanlage

Experimente zur Speicherung von Atomen bedingen immer ein sehr gutes Vakuum, da sichergestellt werden muß, daß Verluste durch Stöße mit dem Hintergrundgas weitestgehend reduziert werden. Der gesamte Vakuumaufbau ist in Abb. 3.3 skizzenhaft von oben betrachtet gezeigt, wobei der Übersichtlichkeit halber auf die Magnetfeldspulen verzichtet worden ist (Position der Magnetfeldspulen siehe Abb. 3.5 in Kapitel 3.2.2). Ein CF-100–Doppelkreuz

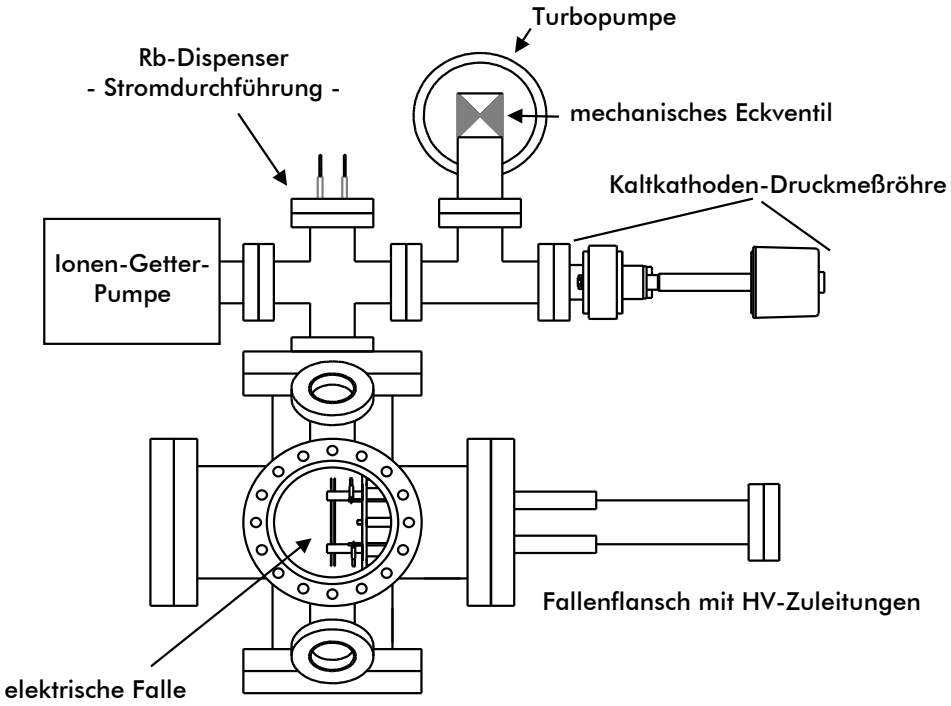


Abbildung 3.3 — Der Vakuumaufbau für die Experimente zur Speicherung von Rubidium in einer elektrischen Falle

aus nichtmagnetisierbarem V4A–Stahl mit vier zusätzlichen CF-35–Abgängen, die um 45° gegenüber den 100er–Abgängen gedreht sind, fungiert als Fallenkammer. Die Kammer ist so ausgerichtet, daß die MOT–z–Richtung horizontal verläuft, während die Radialebene der Falle senkrecht zum Tisch liegt. Die Positionierung ist bedingt einerseits dadurch, daß die Falle auf einem optischen Tisch aufgebaut wurde (keine Anschlußmöglichkeiten von unten) und daß der Flansch mit der elektrischen Falle und den HV–Zuführungen seitlich angebracht werden muß. Als Pumpen kommen einerseits eine Turbo-Molekularpumpe (Pfeiffer − TMU 071 P, 60 l/s) und zusätzlich eine Ionengetterpumpe (RIBER, 25 l/s) zum Einsatz. Nach moderatem Ausheizen (bis zu 120 °C) werden Drücke von bis zu $8 \cdot 10^{-10}$ mbar erreicht. Für die Druckmessung steht eine Kaltkathoden–Meßröhre vom Typ IKR270 (Pfeiffer-Vacuum) zur Verfügung. Die Turbopumpe ist über ein Eckventil von der eigentlichen Vakuumkammer getrennt und könnte bei Bedarf abgestellt werden. Aufgrund von auftretenden Überschlägen an den Elektroden der elektrischen Falle und dem damit einhergehenden rapiden Druckanstieg (aus dem Bereich um 10^{-9} mbar in den 10^{-6} mbar-Bereich) wurde jedoch die Turbopumpe nicht abgeschaltet; das Eckventil ist also ständig offen.

Rubidium–Dispenser als Atomquelle

In der Atomphysik und insbesondere gerade bei Experimenten mit Elementen, die aus dem Hintergrundgas gespeichert werden können, gewinnen Dispenser als Atomquellen eine zunehmende Bedeutung. Die Handhabung gegenüber Atomöfen ist wesentlich einfacher, die Verunreinigung des Vakuums mit Fremdatomen ist deutlich reduziert. Der Einsatz dieser Art von Atomquellen hat sich seit 1998[For98] in Experimenten zum Laden von magnetooptischen Fallen aus dem Hintergrundgas bewährt.

Alkalimetall-Dispenser werden hauptsächlich industriell zur Beschichtung von photoempfindlichen Schichten eingesetzt. Als Vorteile in der Verwendung von Dispensern seien an dieser Stelle folgende erwähnt:

- Sie stellen eine sehr reine Quelle des eingesetzten Elements dar.
- Die freizusetzende Menge kann präzise gesteuert werden.
- Es gibt keine weiteren Verunreinigungen des Hintergrundgases in der UHV-Umgebung.
- Die Ansprechzeiten sind im Vergleich mit Verdampfungsöfen sehr gering. Daher können Dispenser vergleichsweise schnell ein- und ausgeschaltet werden.

Der Dispenser setzt sich zusammen aus einer rechteckförmigen Edelstahlkapsel, die eine Mischung aus einer Alkali-Chrom-Verbindung und einem Reduziermittel (Zirkonium-Aluminium-Verbindung [dat01]) enthält. Dieses Reduziermittel dient hauptsächlich als Getter für die bei der Freisetzung des Alkalimetalls anfallenden Restgase. In der Hülle der Kapsel befindet sich der Länge nach ein wohldefinierter, $\sim 100\,\mu$m breiter Schlitz, der bei Zimmertemperatur durch einen dünnen Draht geschlossen bleibt. Bevor das Alkalimetall freigesetzt werden kann, muß dieser Schutzfilm über der Austrittsöffnung verdampft werden; hierzu wird kurzzeitig ein hoher Strom ($I = 10$ A für $t = 10$ s) durch den Dispenser geschickt. Letztendlich wird durch Anlegen eines kontinuierlichen oder gepulsten Stroms der Dispenser erhitzt. Die Redoxreaktion, die dann ab Temperaturen von einigen 100 °C einsetzt, löst das Alkalimetall aus der Chrom-Verbindung.

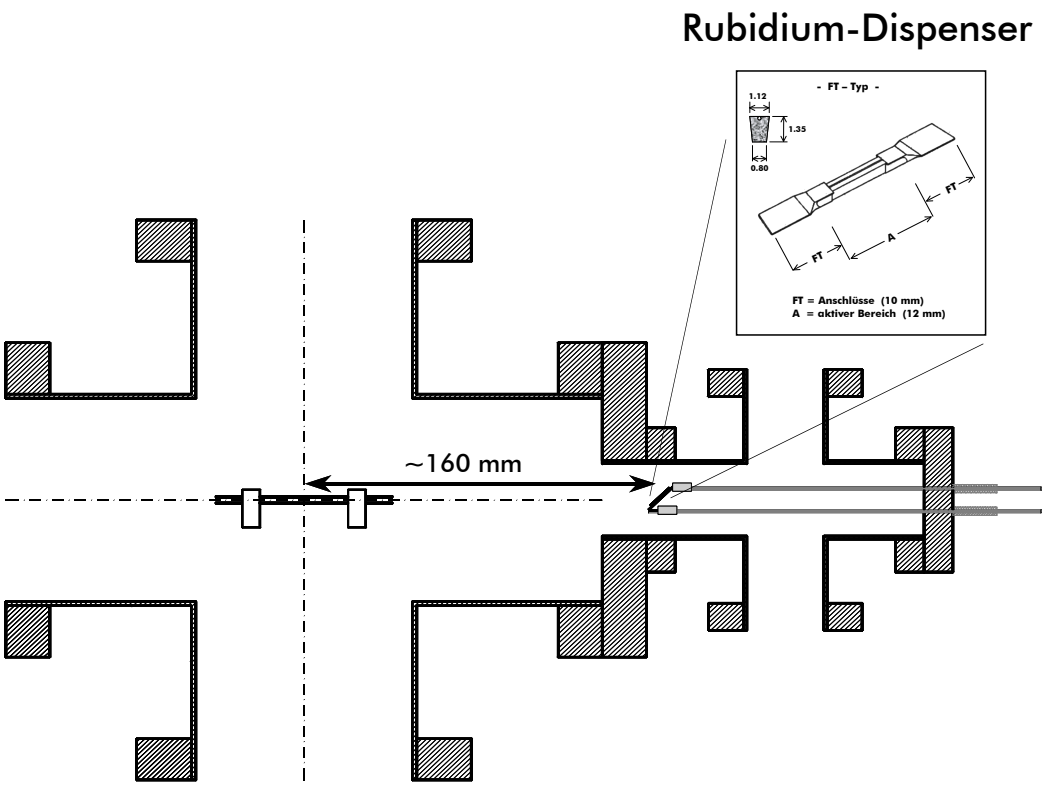


Abbildung 3.4 — Die Position und der Typ des eingebauten Rubidium-Dispensers eingefügte Graphik: Produktbeschreibung SAES getters (AMD 920630) [dat01]

In der Experimentierkammer werden zwei Dispenser jeweils an zwei Pins einer 4-Pin-Stromdurchführung mittels UHV-Lüsterklemmen befestigt. Aus der Graphik in Abb. 3.4 ist ersichtlich, daß der Abstand der Dispenser zum Zentrum der Falle ca. 160 mm beträgt. Als Stromversorgung dient ein Gerät der Firma GMC (SSP-Konstanter 240-20).

3.2.2 Magnetfeldspulen

Die Spulen zur Erzeugung des für die MOT benötigten Magnetfeldes sind aus rechteckförmigem Kupferlackdraht und auf wassergekühlte Kupferringe gewickelt. Aus wicklungstechnischen Gründen ergab sich ein Unterschied in der Windungsanzahl beider Spulen. Die rechte Spule (siehe Abb. 3.5) besitzt drei Wicklungen mehr (67 Wdg.) als die linke (64 Wdg.). Als Stromversorgung kommt ein Gerät von GMC (SSP-Konstanter 1000-40) zum Einsatz. Die benötigten Stromstärken liegen bei 25-30 A.

Die voneinander abweichenden Wicklungszahlen führen bei der Inbetriebnahme der MOT dazu, daß sich die Position der Wolke gespeicherter Atome horizontal verschoben außerhalb der Stabstruktur der elektrischen Falle befindet. Um die Lage der Wolke in horizontaler Richtung frei einstellen zu können, werden zwei weitere Spulen, diesmal in Helmholzanordnung, zusätzlich zu den Fallenspulen gewickelt. Jede der Spulen besteht aus 40 Wicklungen; der Strom in den Korrekturspulen beträgt zwischen 1,5 und 2,2 A (Stromversorgung: Voltcraft 5A/30V). Die Wirkungsweise der Korrekturspulen ist in Abb. 3.5 skizziert.

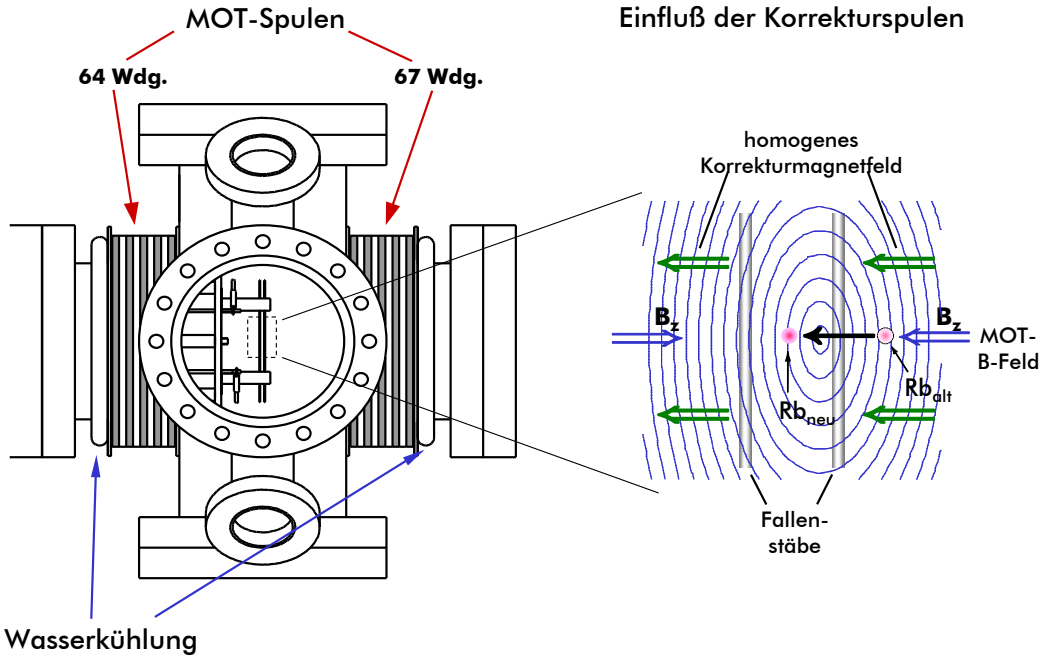


Abbildung 3.5 — *links:* Die Lage der MOT-Spulen in Bezug zur elektrischen Falle mit Angabe der Windungszahlen;
rechts: Erst aufgrund der zusätzlichen Korrekturspulen wird die Wolke kalten Rubidiums mittig zwischen die Elektroden positioniert.

Schalten des Magnetfeldes

Der im Rahmen der Rubidiumexperimente zum Einsatz kommende Magnetfeldschalter wurde mit dem Ziel entwickelt, TTL-gesteuert das Magnetfeld der MOT-Spulen innerhalb kürzester Zeit ($< 1\,\mathrm{ms}$) abzuschalten. Als Einsatzfeld erweist sich zunächst das An- und Ausschalten der MOT für die Bestimmung der Laderaten. Für zukünftige Experimente zur Untersuchung von ultrakalten Stößen zwischen den in der elektrischen Falle gespeicherten Atomen ist es jedoch ebenfalls wichtig, daß der Einfluß äußerer Felder minimiert wird. Das Hauptinteresse am schnellen Schalten des Fallenmagnetfeldes liegt darin begründet, in der vorgesehenen Präparationsphase der Stoßpartner den nicht kalkulierbaren Einfluß noch vorhandener Magnetfelder auf die Energieniveaus bzw. die inneren Freiheitsgrade der Atome zu eliminieren.

Die beim Schalten von Magnetfeldern charakteristische Größe, die letztendlich auch das zeitliche Abklingverhalten des Magnetfeldes bestimmt, ist die sich aufbauende Induktionsspannung U_{Ind}. Ändert sich der Spulenstrom I innerhalb einer Zeitspanne dt, so ergibt sich für eine Spule der Induktivität L eine Induktionsspannung von

$$U_{Ind} = -L\frac{dI}{dt} \tag{3.1}$$

Bei der hierbei noch zu bestimmenden Größe der Induktivität L muß in Betracht gezogen werden, daß die Spule keine Zylinderspule ist und die damit verbundene einfache Formel für

die Induktivität[2] hier nicht greift. Vielmehr ist der in [Koh96] angegebene Ausdruck für die Induktivität einer mehrlagigen Spule mit rechteckigem Wicklungsquerschnitt (Abb. 3.6) zu benutzen, nach dem gilt:

$$L = \mu_0 r N^2 \left[\left(1 + \frac{3}{16} \frac{a^2}{r^2} \right) \ln \frac{8r}{a} - \left(2 + \frac{a^2}{16r^2} \right) \right] \tag{3.2}$$

Als Spulenradius r wird dabei der mittlere Radius $(r_a + r_i)/2$ angesetzt und der zusätzlich auftretende Faktor a ist ein von Maxwell eingeführter sog.„geometrischer mittlerer Abstand“, für den bei Rechteckquerschnitten folgende Näherung gilt (siehe ebenfalls [Koh96]):

$$a = 0{,}2235(h + l)$$

Für die im Rubidiumexperiment verwandten Spulen ergibt sich nach Gleichung 3.2 eine Gesamtinduktivität beider Spulen von $L \approx 1{,}1\,\mathrm{mH}$. Soll nun das Magnetfeld bei einem

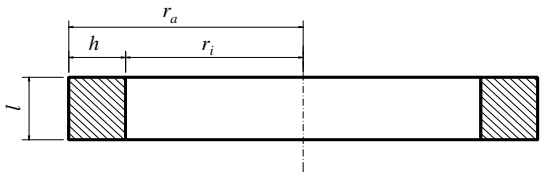


Abbildung 3.6 — Querschnitt einer mehrlagigen Spule
r_i,r_a Innen- bzw. Außenradius
h,l Höhe und Länge der Wicklung

Betriebsstrom von 30 A innerhalb von 1 ms abgeschaltet werden, so ist nach Gl. 3.1 eine Induktionsspannung U_{Ind} von ca. 35 V zu erwarten. Der Spulenwiderstand beträgt $0{,}17\,\Omega$, wodurch der Induktionsstrom einen kurzzeitigen Spitzenwert von $\sim 200\,\mathrm{A}$ aufweist.

Durch den geeigneten Einsatz von Hochleistungsdioden ist es möglich, den Aufbau der Induktionsspannung in der Weise zu beeinflussen, daß permanent ein Ladungsausgleich über die Masse erfolgen kann, wodurch die Induktionsspannung minimiert wird. Allerdings ist hierbei nicht außer acht zu lassen, daß zwar der Spulenstrom schnell auf Null reduziert werden kann, aber das Magnetfeld selber durch vorhandene leitende Materialien, die von der Spule umgeben werden, verzögert abklingt. Hingewiesen sei dabei auf die Möglichkeit von Induktionsströmen in der Wand der Vakuumkammer oder in der zusätzlichen Korrekturspule. Untersuchungen diesbezüglich wurden von Dedman *et al.* durchgeführt [Ded01]. Dabei konnte gezeigt werden, daß mit einem Schalteraufbau, ähnlich dem hier beschriebenen, zwar der Spulenstrom innerhalb von $50\,\mu\mathrm{s}$ auf Null zurückgeht, das Abklingen des Magnetfeldes jedoch erst innerhalb von 1,5 ms erfolgt. Da bei den Rubidiumexperimenten zum jetzigen Zeitpunkt Abklingzeiten von mehreren Millisekunden vertretbar sind, ist auf eine aktive Beeinflussung des Magentfeldes durch kurzzeitiges Umpolen des Spulenstroms [Ded01, Alz04] vorerst verzichtet worden. Mit der erwähnten Technik lassen sich Schaltzeiten für die Magnetfelder im Mikrosekundenbereich erreichen.

[2] Für eine Zylinderspule gilt: $L = \mu_0 \pi \frac{N^2 R^2}{l}$, wobei N: Windungszahl, R: Spulenradius, l: Spulenlänge

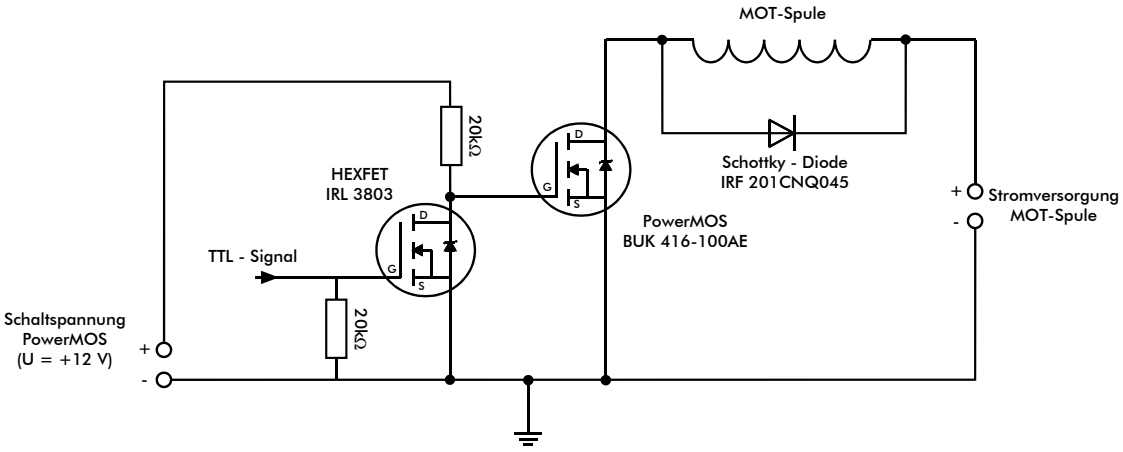


Abbildung 3.7 — Schaltplan des Aufbaus zum schnellen Abschalten des Fallenmagnetfeldes

Aufbau des Schalters Das Herzstück der in Abb. 3.7 gezeigten Schaltung ist ein sog. PowerMOSFET, der in dem Aufbau als Stromschalter fungiert. Dieser besteht aus einem normalen MOSFET (allgemeine Beschreibung siehe Kapitel 6.2) und einer parallel zu den *Drain*- und *Source*-Anschlüssen geschalteten Zenerdiode. Diese Diode ist in Sperrichtung geschaltet und leitet im Falle des Ausschaltens des Spulenstroms den induzierten Strom am MOSFET vorbei auf Erdpotential. Laut Spezifikation des eingesetzten PowerMOSFETs (siehe Datenblatt BUK 416-100AE) beträgt der maximale Sperrstrom im Pulsbetrieb 400 A, womit die auftretenden Induktionsstromspitzen von 200 A kein Problem darstellen. Liegt am *Gate*-Anschluß (mit G in der Skizze bezeichnet) eine Spannung an (+12 V), so kann zwischen dem *Drain*- und *Source*-Anschluß (mit D bzw. S bezeichnet) ein Strom fließen. Fällt die *Gate*-Spannung unter einen Grenzwert von 3 V, wird der Stromfluß unterbrochen und das Magnetfeld fällt in sich zusammen. Die mit dem sich schnell ändernden Magnetfeld einhergehenden Induktionsströme werden über die erwähnte Zenerdiode und zum anderen über eine parallel zur Spule geschaltete Schottky-Diode (IRF 201CNQ045) auf Erdpotential abgeleitet. Das zur Steuerung des Schalters verwendete TTL-Signal wird dazu benutzt, mittels eines weiteren MOSFETs (eines sog. HEXFETs[3]) die *Gate*-Spannung des PowerMOSFETs zu schalten. Der eingesetzte HEXFET (Typ IRL3803) zeichnet sich dadurch aus, einen sehr geringen *Drain* - *Source*-Widerstand von $R = 0{,}006\,\Omega$ zu besitzen und somit instantan die Steuerspannung für den PowerMOSFET von +12 V unter die o. g. Mindestschaltspannung von 3 V auf Erdpotential zu ziehen.

Eigenschaften des Schalters Zur Untersuchung der Schalteigenschaften wird der Spannungsverlauf zwischen dem *Drain*- und *Source*-Anschluß aufgezeichnet. Eine Messung ist in Abb. 3.8 gezeigt. Der Spulenstrom beträgt dabei $I = 20\,\mathrm{A}$ bei einer Schaltfrequenz von 100 Hz. Während die Spulen in Betrieb sind, der MOSFET also auf Durchgang geschaltet ist, ergibt die über den beiden Anschlüssen abfallende Spannungdifferenz den bei einem angelegten Strom von 20 A und einem internen Widerstand des MOSFETs von $R_{DS} = 0{,}013\,\Omega$ zu erwartenden Wert von 0,26 V. Wird mittels TTL-Puls der Spulenstromkreis unterbrochen, so

[3]HEXFET: Handelsbezeichung für einen Power-MOSFET

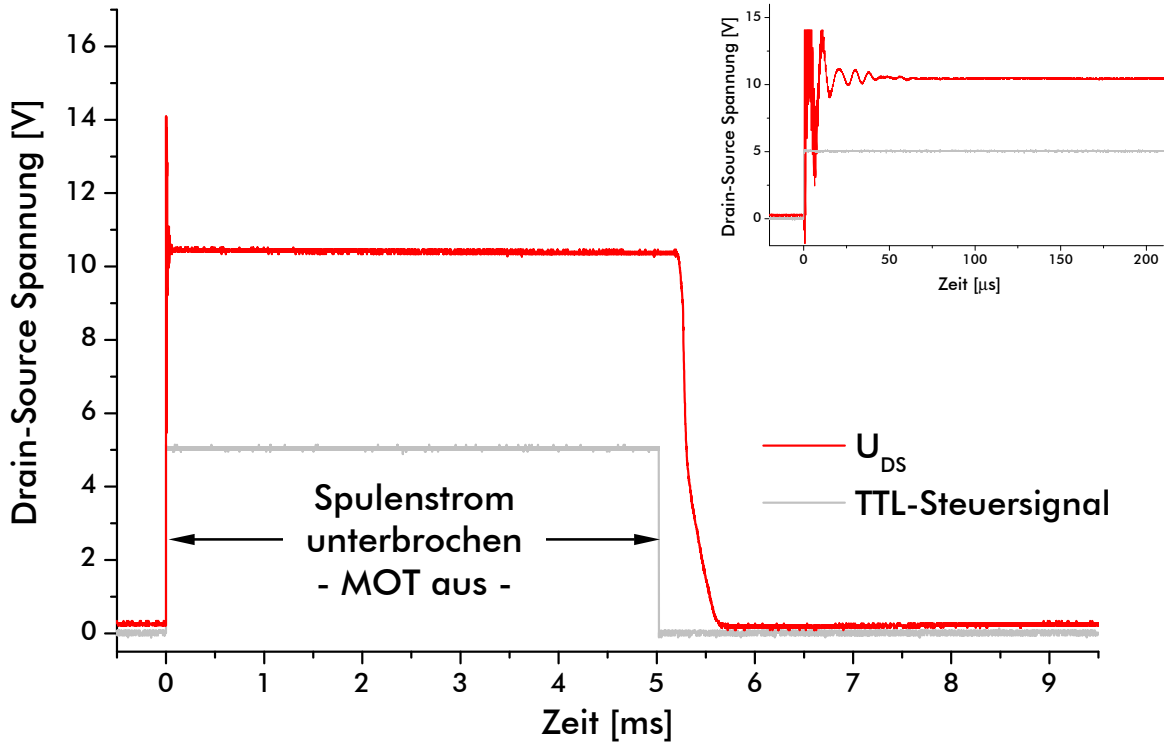


Abbildung 3.8 — Der zeitliche Verlauf der Spannung, die zwischen dem *Drain*- und *Source*-Kontakt des eingesetzten Leistungstransistors abfällt, während das Magnetfeld geschaltet wird.
Zur Zeit $t = 0$ wird das Magnetfeld ausgeschaltet, nach 5 ms wird es wieder eingeschaltet. Die eingefügte Graphik zeigt auf einer kleineren Zeitskala den Spannungsverlauf zum Ausschaltzeitpunkt: nach 75-100 µs bleibt die *Drain-Source*-Spannung konstant.

pendelt sich die Spannungsdifferenz innerhalb von 70 µs auf den am Stromversorgungsgerät eingestellten maximalen Spannungswert von ca. 10,5 V ein; dabei erfolgt der Schaltvorgang nahezu verzögerungsfrei, was auf die kurzen Schaltzeiten des eingesetzten Transistorbausteins zurückzuführen ist ($\tau < 400$ ns). Der Spannungsverlauf läßt den Rückschluß zu, daß von dem Zeitpunkt, ab dem die Spannung konstant bleibt, keine weiteren Ströme mehr im Spulenstromkreis zirkulieren und somit auch kein Magnetfeld mehr vorhanden sein sollten. Der Einschaltvorgang des Spulenstroms zeigt dann allerdings zwei wesentliche Unterschiede: Zum einen ist eine Zeitdifferenz zwischen TTL-Signal und Reaktion des MOSFETs zu erkennen (die Spannung ändert sich erst mit einer Verzögerung von 0,2 ms), die damit zu begründen ist, daß die nötige Schaltspannung von mindestens 3 V erst nach dieser Zeitspanne am *Gate*-Kontakt des PowerMOSFETs anliegt, zum anderen zeigt der Spannungsverlauf, daß erst mit einer Verzögerung von weiteren 0,5 ms der Ausgangszustand wiederhergestellt ist, es also seine Zeit braucht, bis das Magnetfeld sich wieder aufgebaut hat. Anzumerken sei, daß beim Einschaltvorgang die Strombegrenzung der Spulenversorgung das limitierende Element ist, während beim Ausschalten die auftretenden Ströme nur durch die Widerstände der eingesetzten Dioden begrenzt werden.

Zusammenfassung Nach verschiedenen Messungen bleibt festzuhalten, daß der Spulenstrom innerhalb von 100 µs unterbrochen werden kann und das Einschalten des Magnetfeldes eine Zeitspanne von ca. 1 ms in Anspruch nimmt. Die Wiederholrate muß sich dann allerdings an der Einschaltzeit orientieren, womit Frequenzen von 500 Hz möglich sind.

Abschließend sind in folgender Tabelle die Eigenschaften der eingesetzten Magnetfeldspulen zusammengefaßt:

	Rubidium - Aufbau
mittl. Spulendurchmesser [cm]	12,2
mittl. Abstand zur Symmetrieachse [cm]	7,3
Spulenquerschnitt ($l \times h$) [cm]	$3{,}87 \times 1{,}61$
Windungsanzahl	$64 + 67 = 131$
Betriebsstrom [A]	30
Spannung [V]	5,0
axialer Magnetfeldgradient $\partial B/\partial z$ [T/cm]	$26{,}2 \cdot 10^{-4}$
Widerstand [Ω]	0,17
theoret. Induktivität pro Spule (nach Gl. 3.2) [mH]	0,54

Tabelle 3.2: Parameter der Fallenspulen im Rubidiumexperiment
Die Werte für den Betriebsstrom und die Spannung sind Richtwerte und können im Experiment verändert werden.

3.2.3 Lasersysteme

Im Gegensatz zum Heliumsystem bedarf es bei der Speicherung von Rubidium zweier Laser mit unterschiedlichen Wellenlängen. Wie schon bei der Erörterung des Termschemas von Rubidium beschrieben (Abschnitt 3.1.1) bedingt das Vorhandensein der Hyperfeinstruktur neben dem eigentlichen Kühllaser einen weiteren Laser, der die Atome aus dem unteren Hyperfeinniveau des Grundzustandes ($5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 1$) in den $5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 2$-Zustand anregt, von wo es auch wieder in das obere Hyperfeinniveau des Grundzustandes ($5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 2$) übergehen kann. Damit ist sichergestellt, daß das Atom weiterhin mit dem eigentlichen Kühl- und Speicherlaser, der den Übergang $5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 2 \rightarrow 5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 3$ resonant anregt, wechselwirken kann.

Als Kühllaser fungiert das schon in den Helium-Experimenten verwendete Titan:Saphir-Lasersystem und als Rückpumplaser konnte auf einen fertigen Diodenlaseraufbau, der freundlicherweise von der AG D. Zimmermann (TU-Berlin) zur Verfügung gestellt wurde, zurückgegriffen werden. In den folgenden Unterkapiteln werden die wichtigsten Eigenschaften der jeweiligen Lasersysteme erläutert, insbesondere muß an dieser Stelle auf die notwendige Stabilisierung des Rückpumplasers eingegangen werden.

Kühl- und Speicherlaser

Der schon im Kapitel zur Heliumkühlung und -speicherung (siehe Kapitel 2.3) vorgestellte Titan:Saphir-Laser übernimmt in den Rubidium-Experimenten die Aufgabe des Kühl- und

Speicherlasers. Die zur Verfügung stehende Laserleistung beträgt 1,5 – 2 W bei einer Pumpleistung eines Argon-Ionen-Lasers von 15,3 W. Für die Rubidiumexperimente zeigte sich die in das System integrierte aktive Stabilisierung über eine Referenzcavity als ausreichend. Dabei werden die hochfrequenten Fluktuationen der Ringresonatorlänge durch einen auf einem Piezo befestigten Resonatorspiegel ausgeglichen, während die Langzeitdrift durch die im Strahlengang befindliche bewegliche Brewster-Platte kompensiert wird. Die Verstimmung des Lasers erfolgt schließlich über eine extern angelegte Spannung (Stanford DS345 - Waveform Generator), wobei der Scan-Bereich am Lasersteuergerät vorgegeben wird. Die benötigte Wellenlänge des Lasers wird grob über das ebenfalls schon in den Helium-Experimenten verwendete Wellenlängenmeßgerät (siehe Kap. 2.3.3) auf $\lambda_{rel} = 1,2326355 \pm 0.0000001 \Rightarrow \lambda = (780,2461 \pm 0.0001)\,\mathrm{nm}$ eingestellt; die genaue Wellenlänge ergibt sich aus der Beobachtung des Fallenbereichs mittels CCD-Kamera während des Variierens der Wellenlänge um die angegebene Zentralwellenlänge. Im Resonanzfall bildet sich im Fallenzentrum eine Rubidiumwolke aus, die durch manuelle Feinverstimmung der Wellenlänge bzgl. der Intensität optimiert wird. Die Feinverstimmung erfolgt durch eine extern anzulegende Spannung, die von einem Frequenzgenerator zur Verfügung gestellt werden kann. Dieser ist in der Lage, in mV-Schritten bzw. ab einer Spannung von 1 V in 10 mV-Schritten eine konstante Offset-Spannung zu liefern, wodurch die Wellenlänge in 100 kHz-Schritten (1 mV) bzw. 1 MHz-Schritten (10 mV) verändert werden kann.

Rückpumplaser

Als Laser für den Rückpumpübergang kommt eine Single-Mode-Laserdiode von HITACHI (HL7851G) zum Einsatz. Die angegebene Zentralwellenlänge liegt bei 785 nm bei einer Ausgangsleistung von 50 mW. Der Aufbau, in dem die Laserdiode eingebaut ist, wurde mit dem Ziel entworfen, Laserdioden dieses Typs bei Wellenlängen um die 765 nm, also weit unterhalb der Zentralwellenlänge, zu betreiben. Dafür ist es notwendig, die Laserdiode auf Temperaturen unter -55 °C abzukühlen [Bra02]. Die dafür erforderliche Kühlung wird durch eine zweistufige Peltier-Kaskade sichergestellt, die auf der warmen Seite mit einem wassergekühlten Kupferblock verbunden ist. Auf der Vorderseite, der kalten Seite des Peltierstapels, ist die Halterung der Laserdiode plaziert. Die Stromversorgung der Peltierelemente sowie die damit verbundene Temperaturstabilisierung werden durch die an der TU entwickelte Temperaturregelung [Lau93] bereitgestellt. Die Kühlung ist so konzipiert, daß bei Durchfluß des Kupferblocks mit Laborkühlwasser ($T = +10\,^{\circ}\mathrm{C}$) die Temperatur der Laserdiode im Bereich zwischen $-40 \ldots +40\,^{\circ}\mathrm{C}$ bis auf 5 mK stabilisiert werden kann. Für die von mir benötigte Wellenlänge von 780 nm ergaben sich Arbeitspunkte verschiedener Temperaturen, die von $T = -1{,}2\,^{\circ}\mathrm{C}$ bis zu $T = +9{,}9\,^{\circ}\mathrm{C}$ reichten. Der Laserdiodenkopf wird von einer Plexiglashaube umgeben und kann über einen Gaseinlaß mit Stickstoff geflutet werden, um Kondenswasserbildung bzw. Eisbildung zu verhindern – der Aufbau ist Abb. 3.9 zu entnehmen. Die batteriebetriebene Stromversorgung der Laserdiode ist ebenfalls eine TU-Entwicklung[Lau93], die Ströme bis maximal 200 mA liefert. Sowohl Stromversorgung als auch Temperaturstabilisierung haben die Möglichkeit, über einen externen Anschluß von außen gesteuert zu werden. Für die Stabilisierung des Diodenlasers auf einen atomaren Übergang des Rubidiums wird davon insofern Gebrauch gemacht, als daß die Stromversorgung durch ein aus dem im folgenden beschriebenen Stabilisierungsaufbau gewonnenes Steuersignal in dem Maße nachgefahren wird, daß die Wellenlänge konstant bleibt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß an den externen Eingang nur positive Spannungen ($+0 \ldots +10$ V) angelegt werden dürfen.

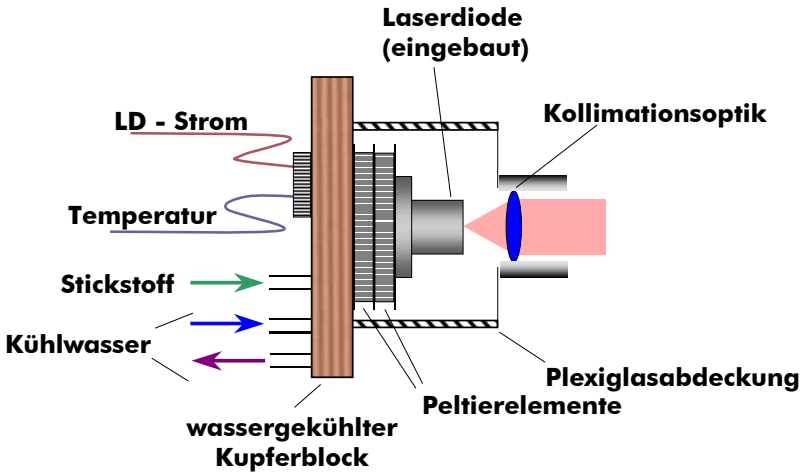


Abbildung 3.9 — Aufbau und Beschreibung des verwendeten Diodenlasers nach [Bra02].

Stabilisierung des Rückpumplasers

Wie erwähnt, wird der eigentliche Fallenlaser (Titan:Saphir-Laser) mit Hilfe einer Referenzcavity auf die benötigte Wellenlänge stabilisiert. Für den kontinuierlichen Betrieb der magneto-optischen Falle erweist sich eine aktive Stabilisierung des Rückpumplasers ebenfalls als notwendig. Es bietet sich an, analog zur Stabilisierung der bei den Heliumexperimenten eingesetzten Diodenlasern, aus dem Absorptionssignal der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie an einer Rubidium-Gaszelle das Regelsignal zu gewinnen. Der Aufbau ist skizzenhaft aus Abb. 3.10 zu ersehen. Ein schwacher Rückreflex einer 100 µm dicken Glasplatte wird, nachdem er zur weiteren Abschwächung einen 1%-Graufilter passiert hat, über einen Polarisationsstrahlteilerwürfel (kurz PSW) durch die Gaszelle geführt. Das Laserlicht ist dabei linear polarisiert (senkrecht zur Einfallsebene). Nach Passieren einer $\lambda/4$-Platte trifft das Licht auf einen Spiegel und nimmt dann denselben Weg zurück durch die Gaszelle. Da das Licht nun eine um 90°gedrehte Polarisationsebene besitzt, gelangt es durch den PSW auf die dahinter positionierte Photodiode. Detektiert wird somit der Anteil des Lichtes, der nicht in der Gaszelle absorbiert wird. Der Graufilter direkt vor der Photodiode stellt sicher, daß die Diode nicht gesättigt wird. Ein mittels dieses Aufbaus aufgenommenes Rubidiumspektrum ist in Abb. 3.11 gezeigt. Um die Wellenlänge über einen Bereich von 7 GHz zu verändern, wurde der Strom der Laserdiode durch Anlegen einer Spannungsrampe an den externen Steuereingang variiert. Das Absorptionsspektrum umfaßt sämtliche erlaubten optischen Übergänge aus den beiden Grundzuständen der Hyperfeinaufspaltung in den angeregten Zustand für die beiden am häufigsten in natürlichem Rubidium vorkommenden Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb. Die Übergänge zwischen den einzelnen Hyperfeinniveaus sind als dopplerfreie sättigungsverbreiterte Peaks innerhalb der dopplerverbreiterten Absorptionsprofile der jeweiligen Übergänge aus den beiden Hyperfeingrundzuständen zu erkennen. Hervorgehoben sind die beiden Multipletts des Rubidium-87, die in dem Experiment bedeutend sind. Mit Blick auf das Termschema (Abb. 3.1) sind die beteiligten Zustände leicht zu identifizieren. Zusätzlich treten auch sogenannte Crossover-Signale auf, die in der Graphik mit **CO** bezeichnet sind und davon herrühren, daß Atome bestimmter Geschwindigkeitsklassen mit beiden Laserstrahlen, aber auf unterschiedlichen Übergängen, in Resonanz kommen (sie-

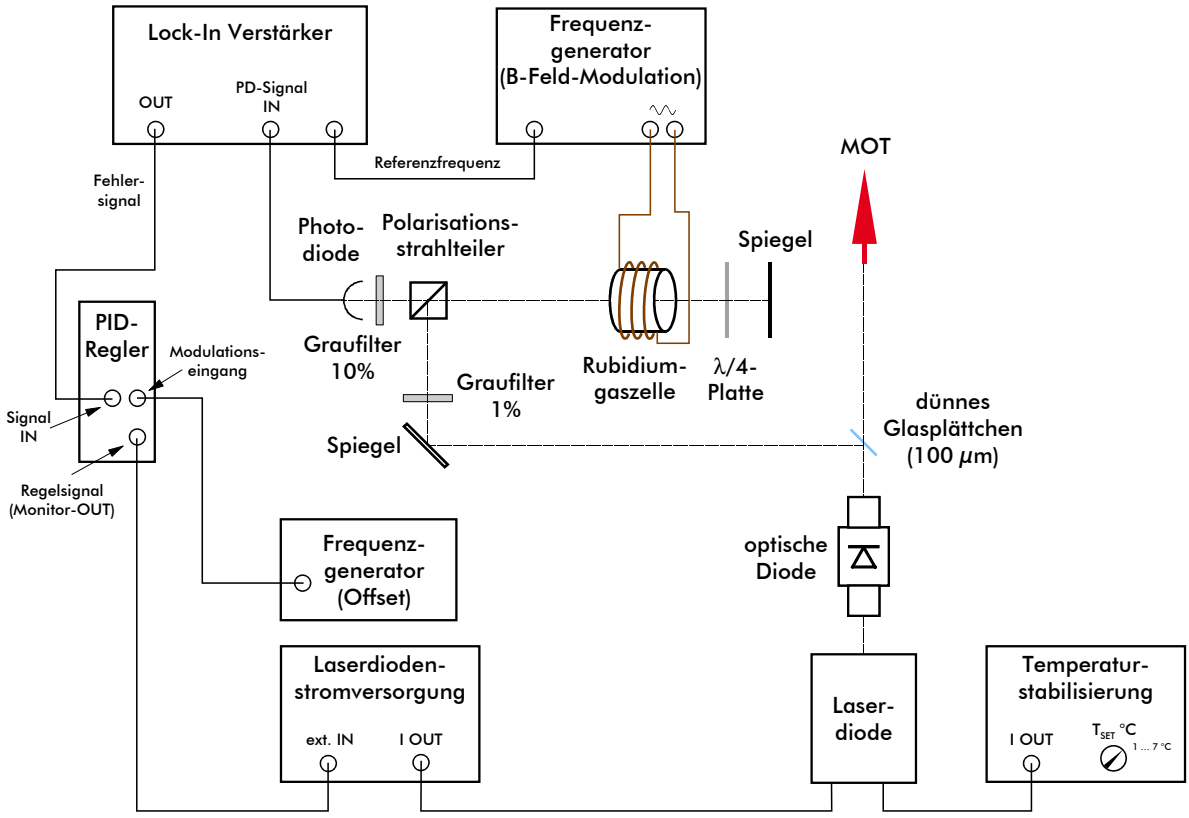


Abbildung 3.10 — Aufbau zur Stabilisierung des Rückpumplasers mit Hilfe der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie.

he Abb. 3.12). Die durch die Hyperfeinaufspaltung von 6,568 GHz getrennten Multipletts des im Experiment benutzten Rubidium-87 sind zusätzlich vergrößert dargestellt, wobei die einzelnen angeregten Unterzustände angegeben werden. Farblich hervorgehoben sind im $5\,^2S_{1/2}$, $F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}$ - Multiplett der Endzustand des Kühl- und Speicherübergangs (links) und im $5\,^2S_{1/2}$, $F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}$ - Multiplett der Endzustand des Rückpumpübergangs (rechts).

Regelsignalerzeugung Um zu erreichen, daß die Laserfrequenz konstant bleibt, muß dafür gesorgt werden, daß etwaige Abweichungen von der gewünschten Frequenz über einen Regelkreis dazu führen, daß z.B. der Laserstrom in dem Maße nachgeführt wird, daß die Differenz zur eigentlichen Frequenz gegen Null geht. Das Regelsignal hat im allgemeinen die Form einer um Null symmetrischen Dispersionskurve mit einer möglichst großen Steigung im Nulldurchgang. Aus dem Aufbau zur Sättigungsspektroskopie läßt sich nun relativ einfach ein Fehlersignal generieren. Hierfür werden durch Anlegen eines magnetischen Wechselfeldes die Übergangsfrequenzen des Rubidiums innerhalb der Gaszelle unter Ausnutzung des Zeeman-Effekts geringfügig moduliert, so daß ein Lock-In-Verstärker, dem das Photodiodensignal als Eingangssignal zur Verfügung gestellt wird und der als Referenzfrequenz die Magnetfeld-Modulationsfrequenz erhält, diese Variation erkennt. Das damit erzeugte Fehlersignal (siehe Abb. 3.13) wird mittels PID-Regler in ein der Stromversorgung des Lasers angepaßtes Regelsignal umgewandelt.

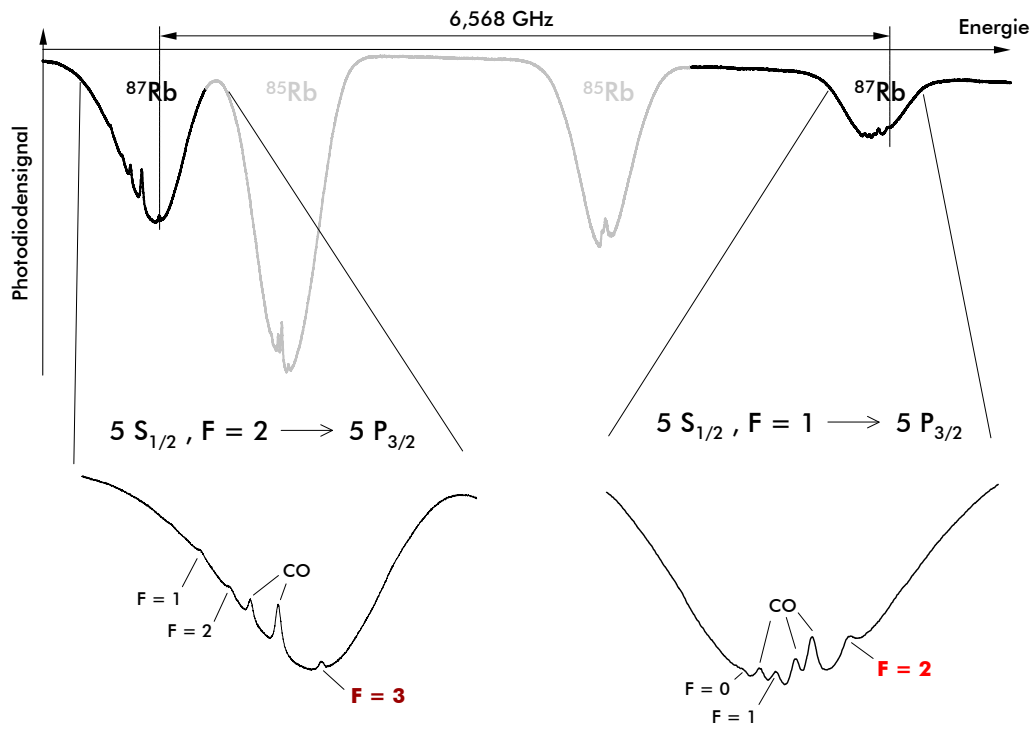


Abbildung 3.11 — Das aus der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie erhaltene Absorptionsspektrum des in der Gaszelle vorhandenen Rubidiums; nähere Beschreibung siehe Text.

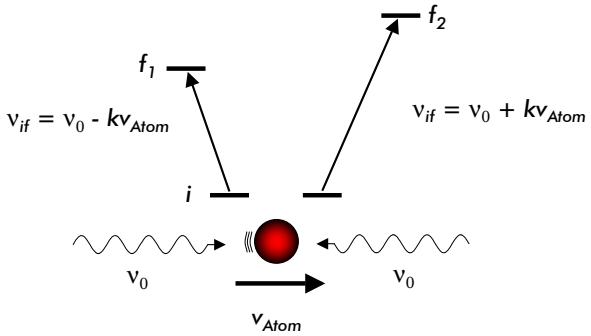


Abbildung 3.12 — Ursprung der in der obigen Graphik vermerkten Crossover-Peaks (**CO**). Verantwortlich für die Crossover-Peaks sind Rubidiumatome, deren Geschwindigkeit gerade so groß ist, daß Photonen aus entgegengesetzter Richtung jeweils unterschiedliche HFS-Zustände (f_1, f_2) anregen können.
Folgende Größen werden benutzt:
ν_0: eingestrahlte Laserfrequenz, $\pm \mathbf{kv_{Atom}}$: Dopplerverschiebung,
ν_{if}: Übergangsfrequenzen zu den beiden HFS-Zuständen im bewegten System

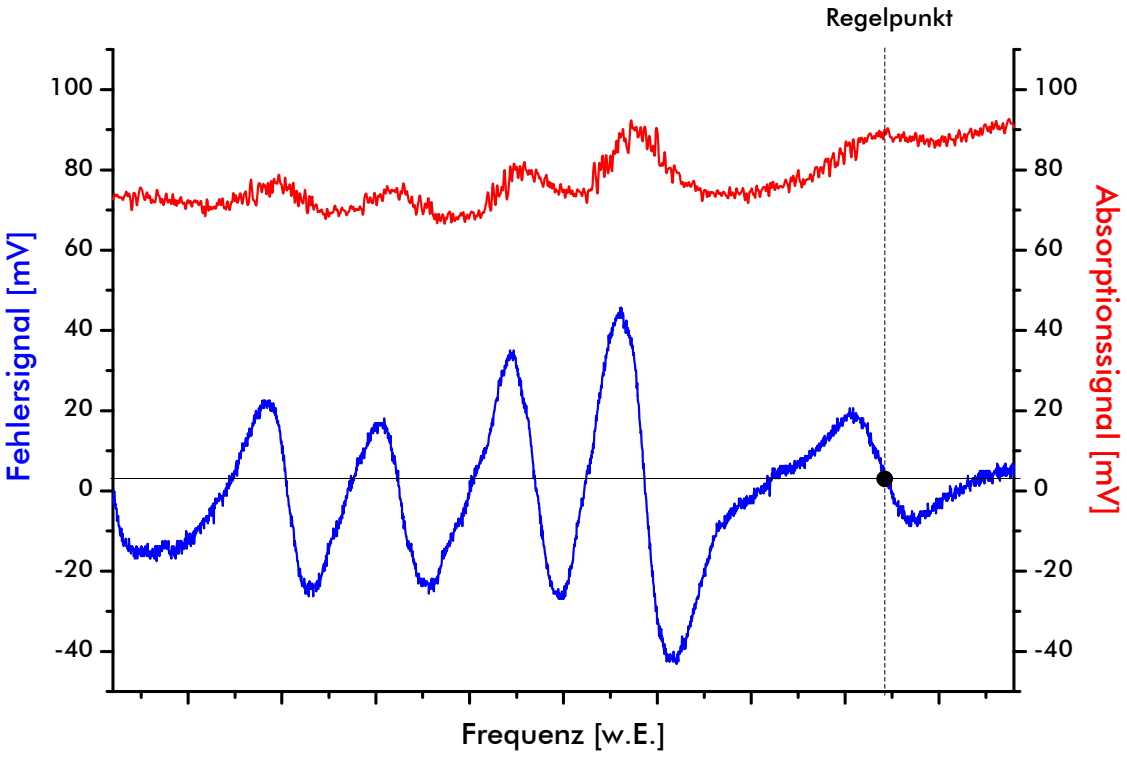


Abbildung 3.13 — Das Absorptionsspektrum des $5\,^2\mathrm{S}_{1/2}$, $F = 1 \rightarrow 5^2P_{3/2}$ - Multipletts (oben) mit dem dazugehörigen Fehlersignal des Lock-In - Verstärkers (unten); hervorgehoben ist der gewählte Regelpunkt für die Stabilisierung auf den $5\,^2\mathrm{S}_{1/2}$, $F = 1 \rightarrow 5\,^2\mathrm{P}_{3/2}$, $F' = 2$- Übergang bei einer Wellenlänge von $\lambda = 780{,}2327\,\mathrm{nm}$.

Der zum Einsatz kommende kommerzielle PID-Regler (TOPTICA - PID110) besitzt einen Signalausgang, der Spannungen zwischen $-5 \ldots 150\,\mathrm{V}$ für die Ansteuerung von Piezo-Elementen liefert. Die benötigten Regelspannungsdifferenzen liegen jedoch im Bereich einiger 10 mV. Daher bietet sich an, den am PID-Regler-Einschub vorhandenen Monitorausgang zu benutzen, der eine um den Faktor 10 verringerte Spannung proportional zum eigentlichen Signal liefert. Der PID-Regler bietet zusätzlich die Möglichkeit, das erzeugte Regelsignal über einen Modulationseingang zu variieren. Hiervon wird in dem Maße Gebrauch gemacht, als daß der Diodenstrom vor Schließen des Regelkreises (Schalter am PID-Regler) durch Anlegen einer Spannungsrampe an den Modulationseingang verändert werden kann. Durch die simultane Beobachtung des Photodiodensignals über den gesamten Scan-Bereich ist es möglich, die Wellenlänge des Diodenlasers auf den gewünschten Übergang einzustellen. Nach Optimierung der Parameter des Lock-In-Verstärkers und des PID-Reglers kann der Diodenlaser über einen längeren Zeitraum stabil auf einer Wellenlänge gehalten werden. Die Funktionsweise des dynamischen Nachregelns ist anschaulich der Graphik in Abb. 3.14 zu entnehmen. Deutlich ist ein periodischer Verlauf der Regelspannung zu erkennen, während das Photodiodensignal über den betrachteten Zeitraum von 500 s annähernd konstant bleibt, was bei einer funktionierenden Stabilisierung auch zu erwarten ist. Dem Regelsignal ist zu entnehmen, daß es zu einer periodischen Drift in der Wellenlänge des Lasers kommt. Bezogen auf die Stabilität des Lasers während des Experiments kann diese Schwankung jedoch vernachlässigt

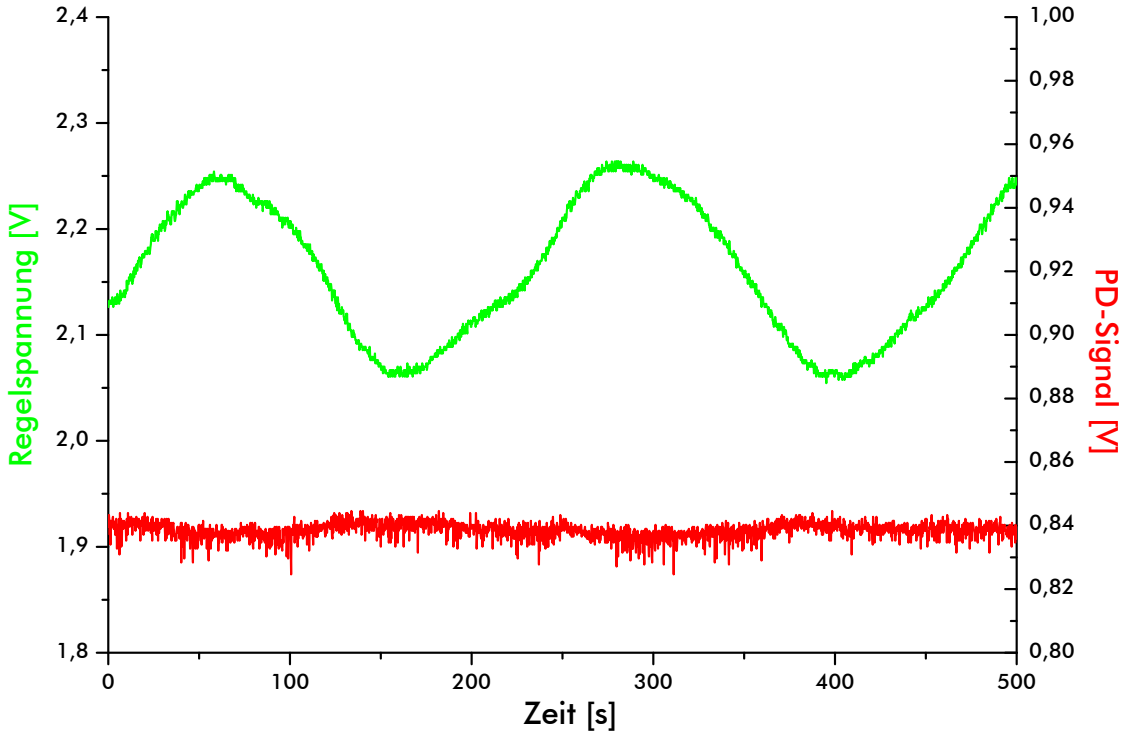


Abbildung 3.14 — Regelsignal und Photodiodensignal als Demonstration der Nachführwirkung der Laserstabilisierung auf den Rückpumpübergang $5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 1\ \rightarrow 5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 2$.

werden, da sie sich in Zeitbereichen von einigen Minuten abspielt, während das eigentliche Experiment nur pro Einzelmessung 2 - 3 Sekunden benötigt. Die Ursache für diese Schwankung ist wahrscheinlich in der Frisch- und Umluftzirkulation im Labor zu suchen, wodurch sich geringe lokale Temperaturänderungen ergeben, die durch die Temperaturstabilisierung ausgeglichen werden. Da die emittierte Wellenlänge eines Diodenlasers empfindlich auf Temperaturänderungen reagiert, kommt es schließlich zur Nachregelung der Wellenlänge durch den Diodenlaserstrom.

3.2.4 Der optische Aufbau der magneto-optischen Falle

Die Laserstrahlführung wurde mit dem Ziel aufgebaut, die beiden eingesetzten Laser entlang des gesamten Strahlengangs parallel zu führen. Um das zu erreichen, erfolgt die Strahlvereinigung an einer Strahlteilerplatte, wobei der Transmissionsanteil des Kühllaser mit dem Reflektionsanteil des Rückpumplasers überlagert wird. Beide Strahlen werden mittels Spiegel auf den die MOT-Kammer tragenden optischen Tisch gelenkt, wo sie eine $\lambda/2$-Platte durchlaufen, ehe sie an einem Polarisationsstrahlteilerwürfel zu gleichen Teilen aufgespalten werden. Die $\lambda/2$-Platte dient an dieser Stelle zur Drehung der Polarisationsebene um 45°und damit der Intensitätswichtung der Strahlen hinter dem Polarisationsstrahlteilerwürfel. Die ursprüngliche Idee, die für die magneto-optische Falle benötigten sechs Strahlen (je Achse zwei entgegengesetzte Strahlen) durch einen in sich selbst zurückreflektierten Strahl bereitzustellen, wird nach Blick auf das Strahlprofil (siehe Abb. 3.15), das nach einem Durchlauf durch die Anlage aufgenommen wurde, nachdem die elektrische Falle in den Aufbau inte-

griert worden ist, verworfen. Wie zu erkennen ist, macht sich die Beugung des Laserlichtes an den 0,5 mm dicken Fallenstäben deutlich bemerkbar.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß es aufgrund dieses inhomogenen Strahlprofils nicht möglich ist, den freien Laserstrahlquerschnitt als Maß für den geometrischen Einfangbereich der magneto-optischen Falle anzusetzen. Diese Problematik wird im Kapitel 3.3 aufgegriffen und bei der Diskussion über die Eigenschaften der MOT, insbesondere der Temperatur des gespeicherten Rubidiumensembles, erörtert.

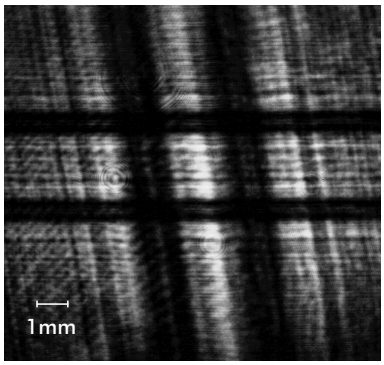


Abbildung 3.15 — Laserstrahlprofil des Rückpumplasers nach einem Fallendurchlauf[4].

Der weitere Strahlengang ist in Abbildung 3.16 gezeigt. Die beiden $\lambda/4$-Platten werden so eingestellt, daß die Bedingungen an die Polarisation des Fallenlaserlichts für die magneto-optische Falle gegeben sind. Die Drehrichtung des zirkularpolarisierten Lichts ist in der Graphik angegeben – entlang der Fallensymmetrieachse (Verbindungslinie der beiden Spulenmittelpunkte) ist das Licht linkszirkular, in der Fallenebene zwischen den Spulen rechtszirkular polarisiert. Mittels der Aufweitoptiken wird ein Strahlquerschnitt von ca. 2-2,5 cm erreicht. Die Aufweitung der Strahlen erfolgt mit einer festen Teleskopanordnung (10fache Aufweitung) bzw. mittels zweier Linsen (100 mm und 500 mm). Die Führung des sich der Aufweitung anschließenden Strahlengangs erfolgt über dielektrische Spiegel gemäß der Aufstellung in der gezeigten Aufbauskizze.

3.2.5 Detektion der in der MOT gespeicherten Rubidiumatome

Aufgrund der bei der Speicherung von Rubidium verwendeten Wellenlängen der Laser im nahen Infrarot-Bereich läßt sich die Rubidiumwolke in der Falle leicht mittels CCD[5]-Kamera und Photomultiplier[6] beobachten. Aussagen über die geometrischen Abmaße der Atomwolke lassen sich mit der CCD-Kamera gewinnen. Für die Erfassung der Photonenrate als Maß für die Intensität des Fluoreszenzlichtes der gespeicherten Rubidiumatome kommt der Photomultiplier zum Einsatz. Da der Photomultiplier nicht direkt an die Vakuumkammer angeschlossen werden konnte, erfolgt mittels der eingesetzten Linsen mit 200 mm bzw. 100 mm Brennweite eine Abbildung des Fallenbereiches in den Außenbereich (Prinzipskizze und weiterer Aufbau siehe Abb. 3.17). An der Stelle, wo das Bild des Fallenbereichs projeziert wird, sorgt eine Rechteckblende mit unabhängig voneinander verstellbaren Lamellen dafür, daß die Stäbe der elektrischen Falle ausgeblendet werden können. Die Blendenöffnung wird mittels einer weiteren Linse ($f = 80$ mm) auf die Eingangsapertur ($\varnothing 5$ mm) des Photomultipliers abgebildet. Hinter der Öffnung des Photomultipliers ist eine Linse mit $f = 25$ mm Brennweite integriert, deren Fokus in der Blendenebene liegt. Das einfallende Licht wird somit paral-

[4] Aufnahme: CANON EOS 300D ohne Objektiv; Belichtungszeit: 1/60 s; CCD-Chip-Dimensionen: 22,1 × 15,1 mm (laut CANON-Datenblatt)

[5] CCD: ***C**harged-**C**oupled-**D**evice* – ein aus mehreren photosensitiven Halbleiterelementen (Pixeln) aufgebauter Chip, der einfallendes Licht intensitätsabhängig in elektrische Ladung umwandelt (innerer Photoeffekt).

[6] *dt.* Sekundärelektronenvervielfältiger

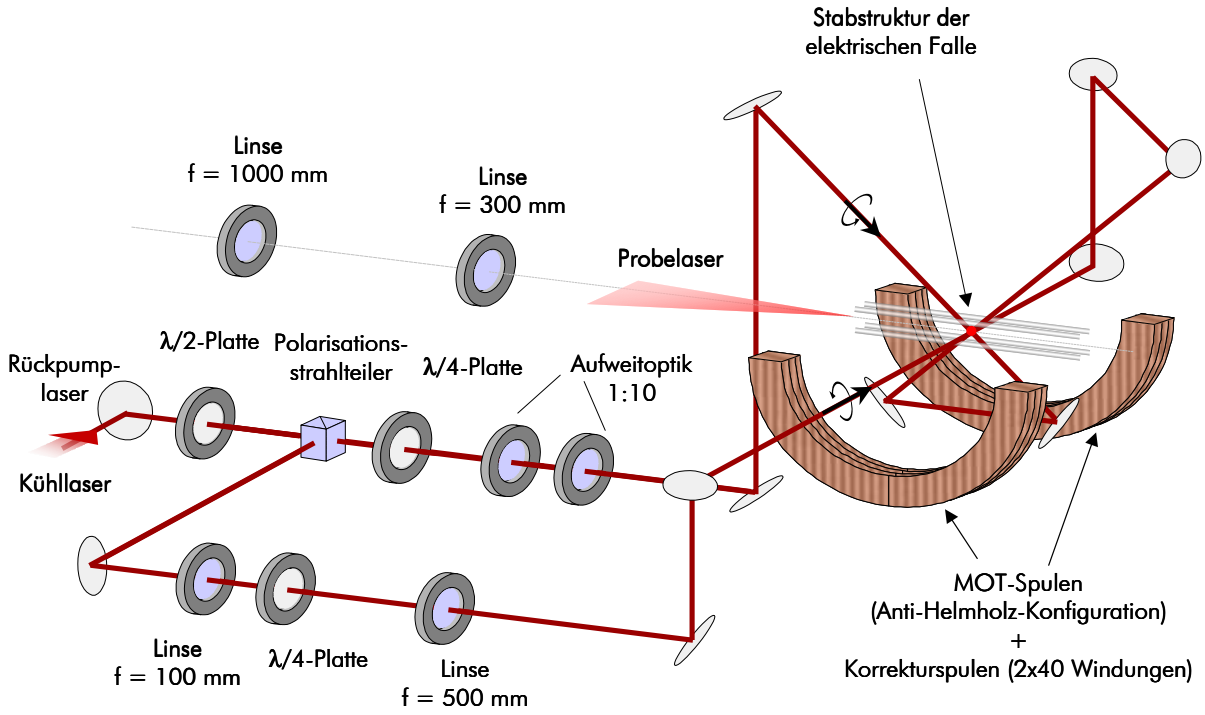


Abbildung 3.16 — Die Aufbausituation der magneto-optischen Falle mit integriertem Aufbau der elektrischen Falle. Eingezeichnet sind der Strahlengang der Fallenlaser, der Strahlengang des Probelasers sowie die Magnetfeldspulenanordnung und die Elektrodenanordnung der elektrischen Falle.

lel auf die Kathodenoberfläche der Photomultiplierröhre geführt. Die Photomultiplierröhre selber ist vom Typ C31034 (BURLE), besitzt einen Verstärkungsfaktor von $0{,}5 \times 10^6$ bei einer angelegten Kathodenspannung von $U = 1500\,\mathrm{V}$ und befindet sich in einem kommerziellen Kühlgehäuse (Products for Research - Typ TE104RF). Der Photomultiplier wird in den Experimenten mit 1000 V bei einer Temperatur von $-5\,^\circ\mathrm{C}$ betrieben.

Anmerkungen zur Meßwerterfassung und -verarbeitung Der Photomultiplier liefert kurze Pulse ($< 50\,\mathrm{ns}$) als Signal, die mittels 5fach-Verstärker verstärkt und vom Oszilloskop zeitaufgelöst aufgenommen werden können. Die Zählrate ist allerdings aufgrund des hohen Streulichtanteils sehr hoch, der Unterschied zwischen laufender MOT und ausgeschalteter MOT ist aber anhand der gemittelten Signalhöhe (siehe dazu z.B. den Kurvenverlauf in Abb. 3.21) deutlich zu erkennen. Für ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis wird bei den Experimenten zur Bestimmung der charakteristischen Größen der MOT über durchschnittlich 40 Einzelmessungen gemittelt. Der daraus erhaltene Signalverlauf wird mit Hilfe des sog. „gleitenden Durchschnitts“ geglättet, wobei an jedem Punkt ein Durchschnittswert $\bar{y}_i$ ermittelt wird, der sich aus n Meßwerten um diesen Punkt nach folgender Gleichung ergibt:

$$\bar{y}_i = \frac{1}{n} \sum_{k=i-\frac{n-1}{2}}^{i+\frac{n-1}{2}} y_k \tag{3.3}$$

Für eine kontinuierliche visuelle Beobachtung der Rubidiumwolke in der magneto-optischen

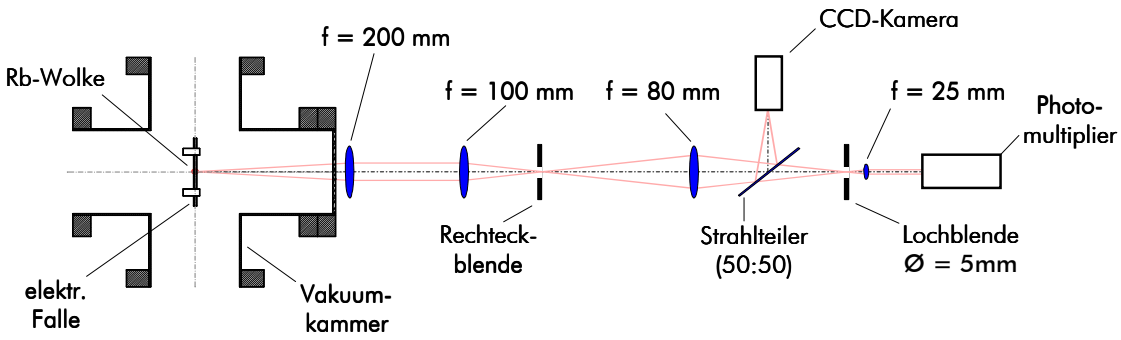


Abbildung 3.17 — Der optische Aufbau zur Abbildung der gespeicherten Rubidiumatome auf die CCD-Kamera bzw. den Photomultiplier. Im Aufbau ist die optische Achse des Nachweises gegenüber der Senkrechten des Beobachtungsfensters um 15° verdreht (siehe Aufbauskizze zum Nachweis der in der elektrischen Falle gespeicherten Rubidiumatome Abb. 7.3)

Falle wird ein Strahlteiler hinter der 80 mm-Linse eingefügt, der das Bild der Rubidiumwolke zusätzlich auf den CCD-Chip der Kamera lenkt. Zum Einsatz kommt eine monochrome CCD-Industriekamera mit erhöhter Empfindlichkeit im IR-Bereich (Modell CV-M50IR von JAI). Der 1/3" – CCD-Chip hat eine Auflösung von 720 x 576 quadratischen Pixeln. Die geometrischen Abmaße des Chips sind $(6{,}6 \times 4{,}8)$ mm. Anhand des von der Kamera gelieferten Bildes kann die magneto-optische Falle justiert bzw. optimiert werden. Das Ausgangssignal der Kamera wird zusätzlich mittels entsprechender Schnittstellenkarte (*Frame-Grabber*-Karte) einem Computer zugeführt, wo bei Bedarf einzelne Bilder der Übertragung abgespeichert werden können.

3.3 Eigenschaften der magneto-optische Falle

Die MOT in diesem Experiment sorgt in einem ersten Schritt für die Bereitstellung eines ultrakalten Ensembles von Rubidiumatomen, das im zweiten Schritt in eine elektrische Falle umgeladen wird. Für die durchzuführenden Simulationen zur elektrischen Falle ist es von Interesse, genauere Kenntnis über die Geometrie, die Temperatur bzw. Geschwindigkeitsverteilung und letztendlich auch über die Anzahl der Atome in der MOT zu erlangen. Die Abmaße der Rubidiumwolke und deren Geschwindigkeitsverteilung fließen dabei direkt in die Startdatensätze der Simulation ein, aus der Anzahl der gespeicherten Atome ergibt sich die Größenordnung der in der elektrischen Falle speicherfähigen Atome.

Bei der hier vorgestellten Rubidium-MOT ist hervorzuheben, daß sich durch die Integration des Aufbaus der elektrischen Falle einige Beschränkungen bezüglich der charakteristischen Größen, wie Teilchenanzahl und -temperatur, ergeben. Wie sich zeigt, führt die Beugung des Fallenlaserlichtes an der Elektrodenstruktur zu einem nicht eindeutig bestimmbaren Einfangbereich der MOT. Im ungestörten Fall (ohne Stabstruktur) kann als Einfangbereich der homogene Laserstrahlquerschnitt gelten – alle Atome, die in das durch die sich kreuzenden Fallenlaser gebildete Fallenvolumen eintreten und dabei eine Geschwindigkeit besitzen, die unterhalb der Einfanggeschwindigkeit der MOT liegt, werden definitiv gespeichert. Im hier vorliegenden Fall ist aber die Laserintensität über den Strahlquerschnitt betrachtet (siehe Abb. 3.15) durch Schattenwurf bzw. Beugung an den Fallenstäben äußerst inhomogen, wodurch einerseits die Anzahl der zu speichernden Atome reduziert ist und andererseits bei der Temperaturbestimmung von einem sehr viel kleineren effektiven Einfangbereich ausgegangen werden muß.

Die Messungen zur Charakterisierung der magneto-optischen Falle werden in der Regel mit identischen Betriebsparametern durchgeführt. Die dabei gültigen Einstellungen lassen sich wie folgt auflisten:

- Leistung des Kühllasers $80\,\mathrm{mW/cm^2}$ bei einer Verstimmung von $\Delta\nu \approx 30\,\mathrm{MHz}$ gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz
- Leistung des Rückpumplasers ca. $1\,\mathrm{mW/cm^2}$ – der Rückpumplaser ist auf den Übergang $5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 1 \rightarrow 5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 2$ stabilisiert und ist somit nicht gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz verstimmt.
- Das Magnetfeld wird mit einem Strom von 25 A erzeugt, was zu einem Magnetfeldgradienten $dB/dx = 20\,\mathrm{G/cm}$ (entlang der Fallen-z-Achse) bzw. $10\,\mathrm{G/cm}$ (in der Fallenebene) im Zentrum der Falle führt; der Korrekturspulenstrom beträgt 2 A.
- In der Regel wird der Dispenser mit einem Strom zwischen 3,8 und 4,3 A betrieben, was einen durchschnittlichen Druckansteig von $2 - 5 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{mbar}$ zur Folge hat.

3.3.1 Voraussetzungen für den Betrieb der magneto-optischen Falle innerhalb der Stabstruktur der elektrischen Falle

Das Funktionieren der magneto-optischen Falle setzt voraus, daß keine weiteren Felder (magnetische, wie auch elektrische) auf das Atom einwirken können. Es zeigt sich, daß die Falle nicht funktioniert, sobald die für den Betrieb der elektrischen Falle vorgesehenen Spannungen ($U_{max} = \pm 9\,\mathrm{kV}$) an den Elektrodenstäben anliegen. Betrachtet man, so wie in

Abb. 3.18 gezeigt, die Energieverschiebungen der an den für die Speicherung in der magneto-optischen Falle beteiligten Energieniveaus (hierbei insbesondere der eigentliche Kühlübergang $5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 2 \rightarrow 5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 3$) unter Einfluß eines elektrischen Feldes, so ist festzustellen, daß sich die Anregungsfrequenz verringert. Aufgrund des Stark-Effekts werden die einzelnen Zustände gemäß ihrer zugehörigen effektiven Polarisierbarkeiten α_{eff} verschoben. Für Alkaliatome gilt generell, daß die skalaren Polarisierbarkeiten α_{sc} immer positiv

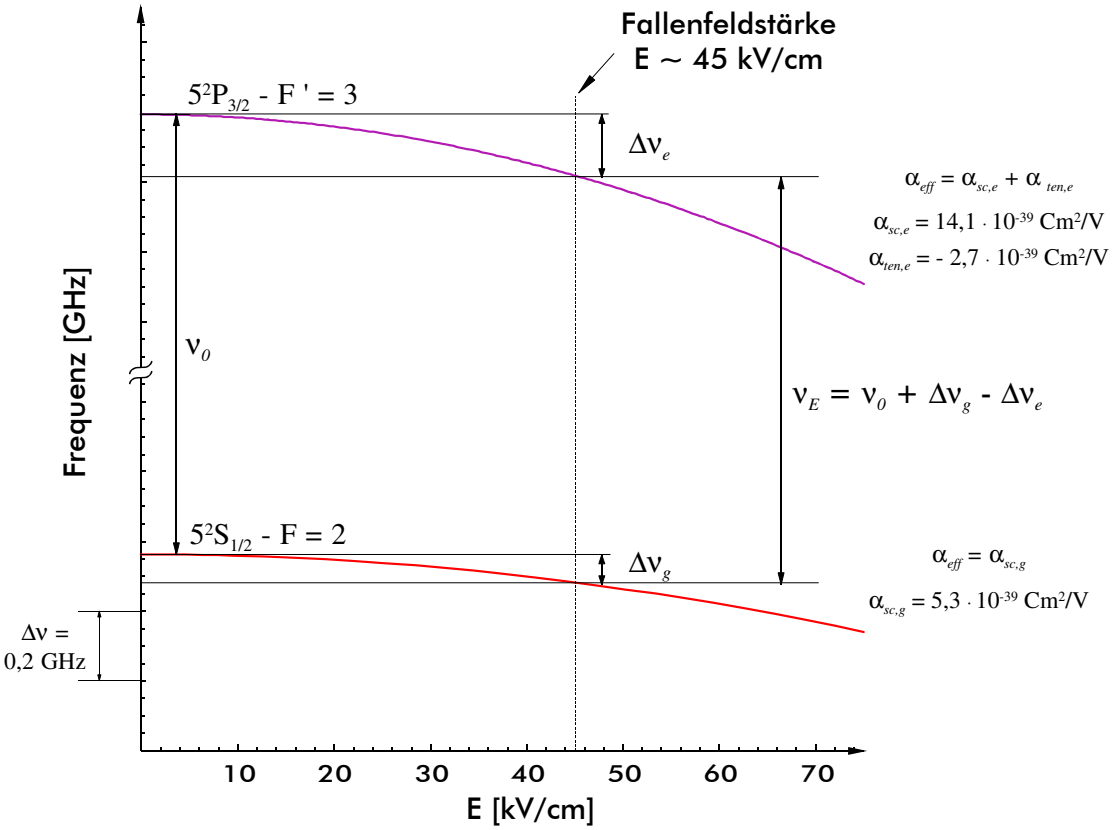


Abbildung 3.18 — Die Entwicklung des Energieabstandes ν_E des für die Kühlung und Speicherung der Rb-87-Atome benutzten Übergangs in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke E. Als Maß für die Verschiebung wird die in der elektrischen Falle vorliegende Feldstärke ($|E| \approx 45\,\mathrm{kV/cm}$) angenommen. Mit $\Delta\nu_g$ und $\Delta\nu_e$ sind die Starkverschiebungen des Grundzustands bzw. des angeregten Zustands gekennzeichnet; die Gesamtverschiebung $\Delta\nu_E$ ergibt sich zu $\sim -95\,\mathrm{MHz}$. Zusätzlich sind die für die jeweiligen Energieniveaus gültigen Polarisierbarkeiten angegeben.

sind, während die tensoriellen Anteile (α_{ten}) durchweg negativ sind [Schm72]. Desweiteren nehmen die Beträge der Polarisierbarkeiten mit wachsender Energie der Niveaus zu. Daher verschieben sich im allgemeinen optische Übergänge, für die $\Delta l = \pm 1$ gilt, zu niedrigeren Frequenzen bzw. größeren Wellenlängen (Rotverschiebung). Für die im elektrischen Feld veränderte Übergangsfrequenz gilt dann:

$$\Delta\nu_E = \nu_0 + \Delta\nu_g + \Delta\nu_e \ ,$$

wobei mit ν_0 die Übergangsfrequenz im feldfreien Raum bezeichnet ist.
Schaut man sich die Feldstärkeverteilung innerhalb der Elektrodenanordnung nach Anlegen der benötigten Spannungen an, so zeigt sich in dem in Abb. 3.19 betrachteten Ausschnitt entlang der x-Achse eine zunehmende Rotverschiebung von -70 MHz bis ca. -95 MHz des verwendeten optischen Übergangs in der MOT; entlang der y-Achse nimmt die Rotverschiebung weiter zu (bis zu -120 MHz). Die Stark-Verschiebungen, die die magnetischen Unterzustände des oberen Kühlniveaus ($5\,^2P_{3/2},\ F' = 3$) im Zentrum der Falle erfahren sind in Tabelle 3.3 aufgelistet. Aufgrund dieser Verschiebung ist es leicht verständlich, daß die Speicherung der Rubidiumatome in der MOT nicht funktioniert. Da der Fallenlaser (Ti:Sa) eine Frequenzbreite von 500 kHz aufweist, ist bei Starkverschiebungen von durchschnittlich 100 MHz eine für die Speicherung der Atome geeignete Nachführung der Übergangsfrequenz durch das inhomogene Magnetfeld nicht mehr gegeben, das MOT-Fallenprinzip funktioniert nicht mehr.

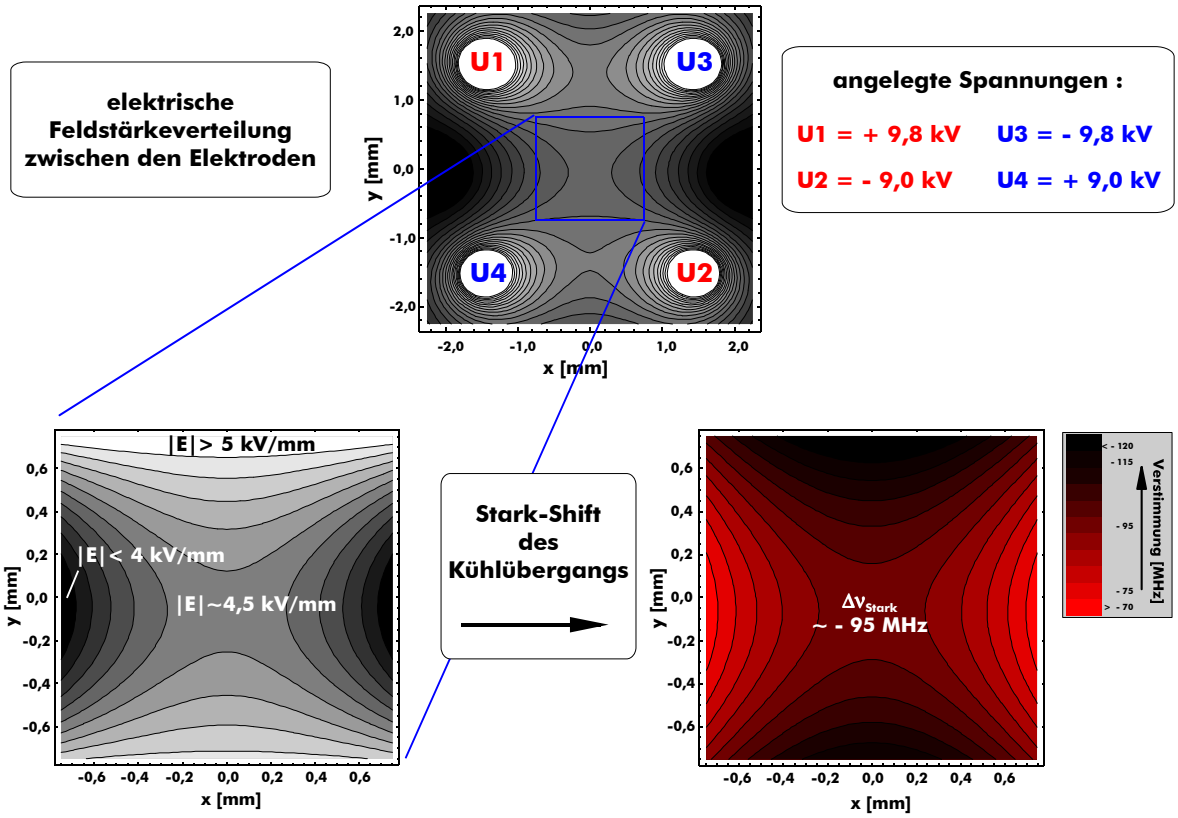


Abbildung 3.19 — Elektrische Feldstärkeverteilung innerhalb der Fallenstabstruktur, sowie die dazugehörige Starkverschiebung des MOT-Übergangs. Das elektrische Feld ist für die angegebenen Spannungswerte berechnet, die Starkverschiebung ergibt sich aus den Betrachtungen in Kapitel A.3.

Aufgrund der Schalterkonfiguration für die elektrische Falle ist es mit dem bisherigen Aufbau nicht möglich, während des MOT-Betriebes die Fallenstäbe auf Erdpotential und somit spannungsfrei zu halten. Als Lösung hierfür bietet sich an, als Schaltausgangszustand eine Konfiguration zu benutzen, bei der alle vier Stäbe auf dem selben Potential liegen und der Bereich innerhalb der Fallenstruktur somit annähernd feldfrei wird. Die HV-Schalter

müssen dann so angesteuert werden, daß zu der Zeit, in der die magneto-optische Falle betrieben werden soll, an den Stäben einheitlich eine Spannung von $U = +9\,\mathrm{kV}$ (zuzüglich der Spannung von $+800 - 1000\,\mathrm{V}$ an den oberen Stäben zum Gravitationsausgleich) anliegt. Voraussetzung dafür ist der Aufbau eines dritten Hochspannunsgschalters, der denjenigen Fallenstab schaltet, der während des Betriebs der elektrischen Falle konstant auf negativem Potential gehalten werden soll, während des MOT-Betriebs aber mit positiver Spannung belegt sein muß.

$5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 2 \rightarrow 5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 3$	$\Delta\nu_{Stark}\,\mathrm{MHz}$
$m_{F'} = 3$	-95
$m_{F'} = 2$	-131
$m_{F'} = 1$	-158
$m_{F'} = 0$	-168

Tabelle 3.3: Stark-Verschiebung der Frequenz des Kühlübergangs $5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 2 \rightarrow 5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 3$ im Zentrum der elektrischen Falle ($\{x, y\} = \{0, 0\}$) unter Einfluß der dort herrschenden elektrischen Feldstärke $|\vec{E}| \approx 4,5\,\mathrm{kV/mm}$. Aufgelistet sind die Verschiebungen in Abhängigkeit der möglichen angeregten magnetischen Unterzustände $m_{F'}$ bei Spannungen von $U_0 = 9\,\mathrm{kV}$ und $U_{add} = +800\,\mathrm{V}$.

3.3.2 Dimension der Rubidiumwolke

Die Bestimmung der Ausdehnung der Rubidiumwolke innerhalb der Elektrodenstruktur erfolgt anhand eines mit der eingesetzten CCD-Kamera aufgenommenen Bildes. In der Aufnahme (Abb. 3.20, oben) sind neben der Rubidiumwolke auch die Stäbe der elektrischen Falle zu erkennen. Da der Abstand von Stabmitte zu Stabmitte genau bekannt ist ($2d = 3\,\mathrm{mm}$) kann die Aufnahme skaliert werden. Die entlang der Achsen aufgezeichneten Profile (Abb. 3.20, unten) geben die Ausdehnung der Rubidiumwolke wieder. Wird nun eine Gaussfunktion (siehe auch 5.1) an den Kurvenverlauf angepaßt, so ergibt sich in y-Richtung eine sehr gute Übereinstimmung mit einer Gausskurve der Breite $2\sigma \approx 0{,}4\,\mathrm{mm}$. Weniger gut läßt sich der Profilverlauf in z-Richtung anpassen. Hierbei ist die Asymmetrie bzgl. des Wolkenmittelpunkts auffällig. Der Grund hierfür dürfte in Intensitätsunterschieden zwischen den einzelnen Laserstrahlen zu finden sein.

Die der magneto-optischen Falle bei dieser Aufnahme zugrundeliegenden Parameter sind die folgenden: der Magnetfeldsspulenstrom beträgt $I_{MOT} = 22\,\mathrm{A}$, durch die Korrekturspulen fließt ein Strom von $I_{Korr} = 1{,}6\,\mathrm{A}$; der Dispenserstrom liegt bei $I_{Disp} = 4{,}0\,\mathrm{A}$, was zu einem Druck von $p = 2{,}6 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{mbar}$ führt; an den Stäben liegt zum Zeitpunkt der Aufnahme keine Spannung an.

3.3.3 Laden der MOT aus dem Hintergrundgas

Im Gegensatz zur magneto-optischen Falle für metastabiles Helium, bei der das Laden der Falle mittels Atomstrahl erfolgt, dient bei der Rubidium-MOT ein Dispenser als Quelle (zum eingesetzten Dispenser siehe auch Kap. 3.2.1). Aus mehreren Arbeiten geht hervor,

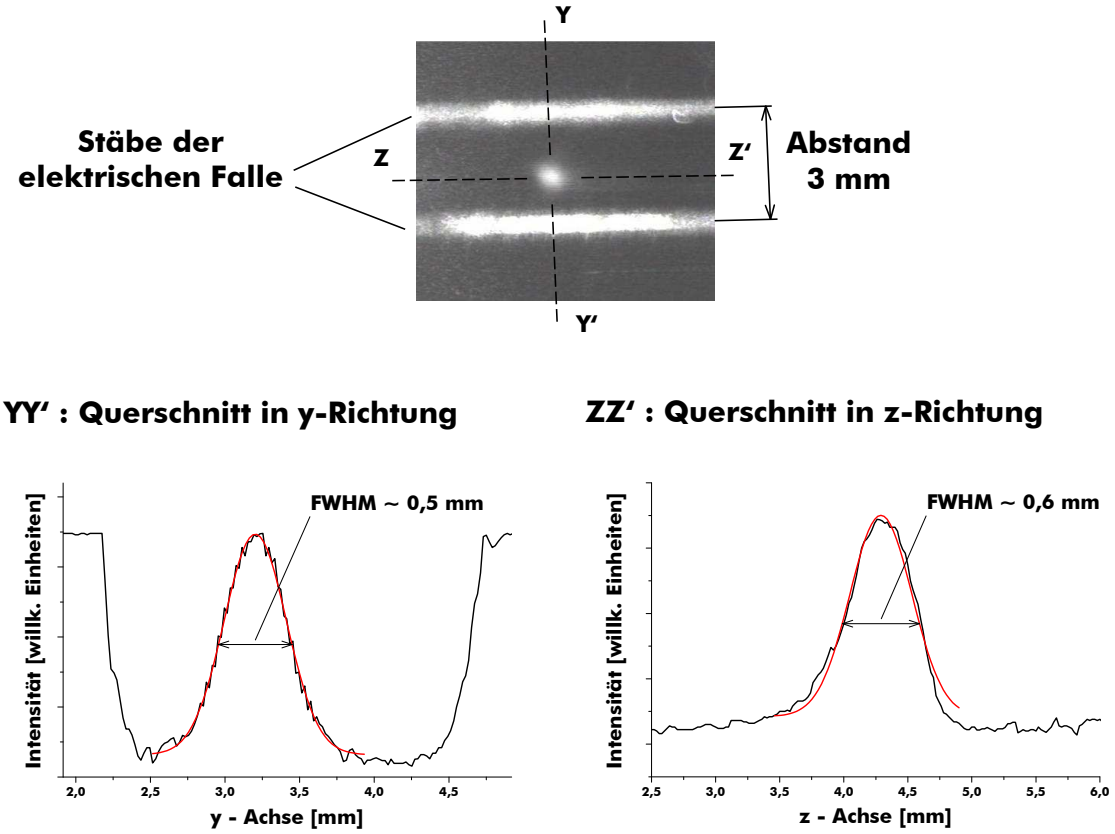


Abbildung 3.20 — Bestimmung der Ausdehnung der Rubidiumwolke in y- und z-Richtung anhand einer Aufnahme der eingesetzten CCD-Kamera. Aus den Profilen entlang der eingezeichneten Achsen ergeben sich nach Anpassen mittels einer Gauss-Funktion (rot) die angegebenen Ausdehnungen der Wolke in y-Richtung (FWHM $\sim 0{,}5\,\mathrm{mm}$) bzw. z-Richtung (FWHM $\sim 0{,}6\,\mathrm{mm}$).

daß der Einsatz von Dispensern, wenn diese nicht in kürzesten Abständen zum Fallenvolumen positioniert werden, analog zum Einsatz von Rubidiumdampfzellen gesehen werden kann [Bar05, Sche00]. Während des Betreibens des Dispensers bildet sich in der Vakuumkammer ein Rubidiumdampf aus, der eine thermische Geschwindigkeitsverteilung aufweist; dabei ist allerdings die Temperatur des Dispensers die bestimmende Größe und nicht die Umgebungstemperatur der Kammer. Ausführlich wird das Laden einer Rubidium-MOT unter Einsatz von Dispensern als Atomquelle in einem Artikel von U.D. Rapol *et al.* [Rap86] behandelt. In dieser Arbeit findet sich auch ein Hinweis darauf, mit welchen mittleren thermischen Geschwindigkeiten der aus dem Dispenser freigesetzten Atome gerechnet werden kann; angenommen wird dabei eine Dispensertemperatur von 250° C.

Wird davon ausgegangen, daß das Laden der Falle aus dem Hintergrundgas erfolgt, so läßt sich aus einer ersten Abschätzung der Laderate die Teilchenzahl aufgrund des Verlaufs der Ladekurve bestimmen. Wie aus der im Heliumkapitel (Kap. 2.5) angegebenen Formel zur Teilchenzahlentwicklung in einer MOT zu entnehmen ist (Gl. 2.1), kann durch die Angabe der Laderate R auf die Gesamtanzahl der Atome nach erfolgtem Laden der Falle geschlossen werden.

Zur Bestimmung der Laderate R wird angenommen, daß alle Atome, die in das Fallen-

volumen gelangen und dabei eine Geschwindigkeit kleiner als die Einfanggeschwindigkeit v_c besitzen, durch die Wechselwirkung mit den Laserstrahlen abgebremst werden und schließlich gespeichert werden. Dabei definiert sich das Fallenvolumen durch den Bereich, in dem sich die drei senkrecht zueinanderstehenden Laserstrahlpaare kreuzen. Kann vom Laden aus dem Hintergrundgas ausgegangen werden, so liefert folgender Ausdruck für die Laderate R eine grobe Abschätzung der Minimalanzahl der Atome in der MOT [Rap86]:

$$R = \frac{2}{\pi^2}\, n_{Rb}\, A\, \frac{v_c^4}{\overline{v}_{Rb}^3} \tag{3.4}$$

Dabei gibt n_{Rb} die Dichte des einzufangenen Rubidiums an und A die das Einfangvolumen der Falle begrenzende Oberfläche. Für die Einfanggeschwindigkeit v_c und die mittlere Geschwindigkeit $\overline{v}_{Rb}$ gelten dabei folgende Ausdrücke:

$$v_c = \sqrt{\frac{\hbar k \Gamma}{4 m_{Rb}}\, d}\,, \qquad \overline{v}_{Rb} = \sqrt{\frac{2kT}{m_{Rb}}}$$

Ein Maß für die Dichte ist der Druckanstieg, der nach Einschalten des Dispensers zu beobachten ist. Die Druckänderung gibt quasi eine untere Grenze der Rubidiumlast an. Sie beträgt bei den durchgeführten Experimenten $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ mbar, woraus sich eine Rubidiumdichte von $6{\cdot}10^7\,\mathrm{cm}^{-3}$ ergibt. Da in natürlichem Rubidium das Rubidiumisotop 87 nur zu 28% vorhanden ist, beträgt die Dichte der Rb-87-Atome $1{,}7 \cdot 10^7\,\mathrm{cm}^{-3}$. Mit Blick auf das inhomogene Laserstrahlprofil wird von einem effektiven Einfangbereich von $1\,\mathrm{cm}^3$ ausgegangen (der eigentliche Laserstrahldurchmesser beträgt 2 cm), woraus sich für A ein Wert von $6\,\mathrm{cm}^2$ ergibt. Der effektive Einfangbereich bestimmt auch die Einfanggeschwindigkeit ($v_c \sim 25\,\mathrm{m/s}$). Für die mittlere thermische Geschwindigkeit wird ein Wert von $\overline{v}_{Rb} = 405\,\mathrm{m/s}$ angesetzt, was einer Dispensertemperatur von 300 °C entsprechen würde. Aus dem angegebenen Datensatz berechnet sich die Laderate zu $R \approx 1 \cdot 10^7 \mathrm{s}^{-1}$. Das Ladeverhalten der MOT ist schließlich in Abb. 3.21 gezeigt. Nähert man den Kurvenverlauf nach Einschalten der Falle mit einer Exponentialfunktion, so ergibt sich eine Zeitkonstante von $\tau \sim 620\,\mathrm{ms}$, die gleichzeitig der Lebensdauer der Falle entspricht. Mit Hilfe der abgeschätzten Laderate kann die Teilchenzahl auf ca. $6{,}6 \cdot 10^6$ Atome eingegrenzt werden, womit die Dichte der gespeicherten Atome in der Größenordnung von $10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$ liegt.

Untergrundsignal im inaktiven Zustand der MOT

In der Graphik in Abb. 3.21 sind zwei nahezu identische Kurvenverläufe gezeigt, die die Teilchenentwicklung nach Einschalten der MOT beschreiben. Der Unterschied zwischen beiden Kurven besteht in der Art und Weise des Einschaltens der Falle. Sehr schön läßt sich aus dieser Graphik entnehmen, wie hoch die Streulichtanteile der eingesetzten Laser während der Auszeit der MOT sind. Dafür sind bei den Ladekurven unterschiedliche Einschaltmöglichkeiten der MOT zum Einsatz gekommen. Zum einen wird das Magnetfeld eingeschaltet, während das Laserlichtfeld schon vorhanden ist (rote Kurve), zum anderen wird der Fallenlaser (Ti:Sa) bei konstantem Magnetfeld eingestrahlt (blaue Kurve). Die unterschiedlich hohen Signale vor dem Einschalten der Falle geben die Streulichtsituation innerhalb der Fallenkammer wieder. Dabei wird recht deutlich, daß der als Kühllaser eingesetzte Ti:Sa-Laser mit 2/3 der Signalhöhe den größten Anteil am Untergrundsignal hat. Der beim Schalten des Kühllasers verbleibende Restuntergrund rührt zum einen sicherlich vom permanent einge-

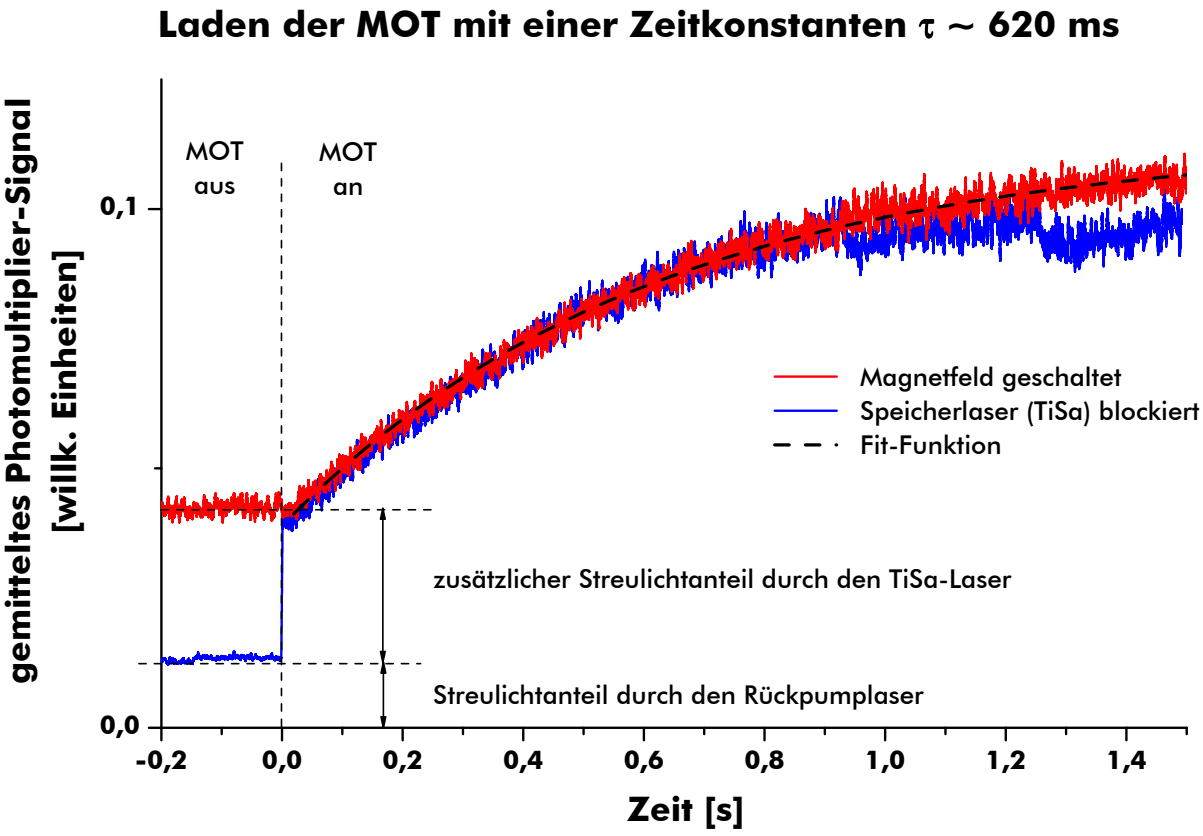


Abbildung 3.21 — Bestimmung der Ladezeit und damit der Lebensdauer der magneto-optischen Falle bei folgenden Betriebsparametern: Laserverstimmung $\Delta\nu = -30\,\mathrm{MHz}$, Spulenstrom $I_{MOT} = 26\,\mathrm{A}$, Dispenserstrom $I_{Disp} = 4{,}05\,\mathrm{A}$, Hintergrundgasdruck $p = 7 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{mbar}$. Gezeigt wird der nahezu identische Verlauf der Ladekurven, nachdem zum Zeitpunkt $t = 0\,\mathrm{s}$ zum einen das Magnetfeld (rote Kurve) und zum anderen der Fallenlaser (blaue Kurve) eingeschaltet wird. Zusätzlich ist ein angefitteter Kurvenverlauf gezeigt, wodurch die Zeitkonstante zu $\tau \sim 620\,\mathrm{ms}$ bestimmt wurde.

strahlten Rückpumplaser her, darin enthalten ist aber auch das allgemeine Untergrundsignal des Photomultipliers, sowie Streulicht von Umgebungslicht.

3.3.4 Temperaturbestimmung

Um Vorhersagen darüber machen zu können, wie groß der Anteil der Teilchen ist, der sich im energetischen Einfangbereich der elektrischen Falle befindet, müssen Aussagen über die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der in der magneto-optischen Falle gefangenen Rubidiumatome gemacht werden. Ein häufig angewandtes Verfahren zur Ermittlung der dem Ensemble zuzuordnenden Temperatur, unter dem Schlagwort „*Release-Recapture*“ bekannt, macht sich die Tatsache zunutze, daß nach einer Zeit Δt, in der die Falle ausgeschaltet ist, beim Wiedereinschalten der Falle anfangs nur der Anteil Atome gefangen werden kann, der sich noch im Einflußbereich der Fallenlaser befindet. Die weitere Aufladung der Falle erfolgt dann im Anschluß daran. Von Interesse ist dabei der Unterschied der Signalhöhe vor Ausschalten der Falle und zum Zeitpunkt des Wiedereinschaltens. Der Betrag der relativen

Abnahme des Fallensignals gibt den Anteil von Atomen an, deren Geschwindigkeit ausreicht, um während der Zeit, in der die Falle aus ist, den räumlichen Einfangbereich der Falle zu verlassen. In dem hier vorliegenden Fall ist der Einfangbereich der magneto-optischen Falle in erster Linie jedoch nicht durch den Laserstrahlquerschnitt begrenzt, sondern vielmehr durch die Elektrodenstruktur der elektrischen Falle bzw. die Licht-Schattenverteilung im Laserstrahlquerschnitt (siehe Bild Abb. 3.15).

Für das Ein- bzw. Ausschalten der Falle wird ein eher unübliches Verfahren benutzt, das nur aufgrund der anfangs skizzierten Ausgangssituation für den Betrieb der elektrischen Falle möglich ist. Unter den gegebenen Umständen ist es damit möglich, die magneto-optische Falle bzw. deren Wirkungsweise durch den kurzzeitigen Betrieb der elektrischen Falle und der damit einhergehenden elektrischen Felder auszuschalten bzw. zu unterbrechen. Die elektrische Falle wird nur für wenige Millisekunden eingeschaltet, wobei die Fallenfrequenz von 2000 Hz die Zeitintervalle ($\Delta t = 0{,}5\,\mathrm{ms}$) für die „*Release-Recapture*“-Messungen festlegt. Unter der Annahme, daß die elektrischen Felder in Zeiten von 0,5-3,0 ms keinen Einfluß auf die Bewegung der Atome im Fallenvolumen haben (wird durch Simulationen und Vergleiche der freien Expansion und der Expansion unter Einwirkung der elektrischen Falle gezeigt), entspricht das vom Photomultiplier aufgenommene Fluoreszenzsignal zum Zeitpunkt des Ausschaltens der elektrischen Falle dem Rubidiumanteil, der während der Fallendrehdauer innerhalb des aktuellen Einfangbereichs der magneto-optischen Falle verblieben ist.

Ergebnis

Die zur Ermittlung der Temperatur des Rubidiumensembles gemachten Messungen sind in Abb. 3.22 gezeigt. Aufgetragen ist dabei die zeitliche Entwicklung des gemittelten Photomultipliersignals für die verschiedenen Zeitspannen, in denen die MOT unterbrochen worden ist (im weiteren Text als „Fallendrehdauer“ bezeichnet). Der Zustand der elektrischen Falle wird durch das hinzugefügte TTL-Signal, das einen der HV-Schalter steuert und über eine Zeitspanne von 4 ms aufgenommen wurde, angezeigt. Deutlich ist für die jeweiligen Fallendrehdauern die Übereinstimmung zwischen einer ganzen Anzahl von Schaltperioden (der Schaltvorgang beginnt zur Zeit $t = 0\,\mathrm{ms}$) und dem Wiedereinsetzen des Fluoreszenzsignals zu erkennen. Um die relative Abnahme des MOT-Signals vergleichen zu können, wird die Signalhöhe während der Auszeit der magneto-optischen Falle als Referenzwert festgesetzt; das aufgrund der permanenten Einstrahlung der Fallenlaser vorhandene Streulicht sollte für alle Messungen gleich stark sein. Mit der zusätzlich eingezeichneten gestrichelten Linie wird der Signaluntergrund gekennzeichnet, dessen Höhe sich aus einer Messung ohne Laserlicht ergibt.

Den gemessenen Signalverläufen zu den jeweiligen Fallendrehdauern sind zwei Kurven überlagert, die eine simulierte Teilchenzahlentwicklung bei einer freien Expansion der Rubidiumwolke zeigen. Ausgehend von einem Rubidiumensemble mit einem Durchmesser von 0,7 mm erfolgen die Simulationen für zwei verschiedene Ensembletemperaturen (0,3 bzw. 0,4 mK). Der Verlauf der Teilchenzahlentwicklung bezieht sich auf ein betrachtetes Volumen, das auf das Experiment übertragen dem Bereich entspricht, in dem die frei expandierenden Atome nach Einschalten der MOT wieder gefangen werden können. Hier zeigt sich ein Bereich mit dem Durchmesser von 1 mm als optimal bzgl. des experimentellen Signalverlaufs. Daß dieser Bereich deutlich kleiner ist als der Bereich, der beim Laden der MOT aus dem Hintergrundgas die Fallenladezeit bestimmt, bedarf einer kurzen, sich anschließenden Diskussion. Als Ergebnis der Simulationen ist an dieser Stelle festzuhalten, daß für die angesetz-

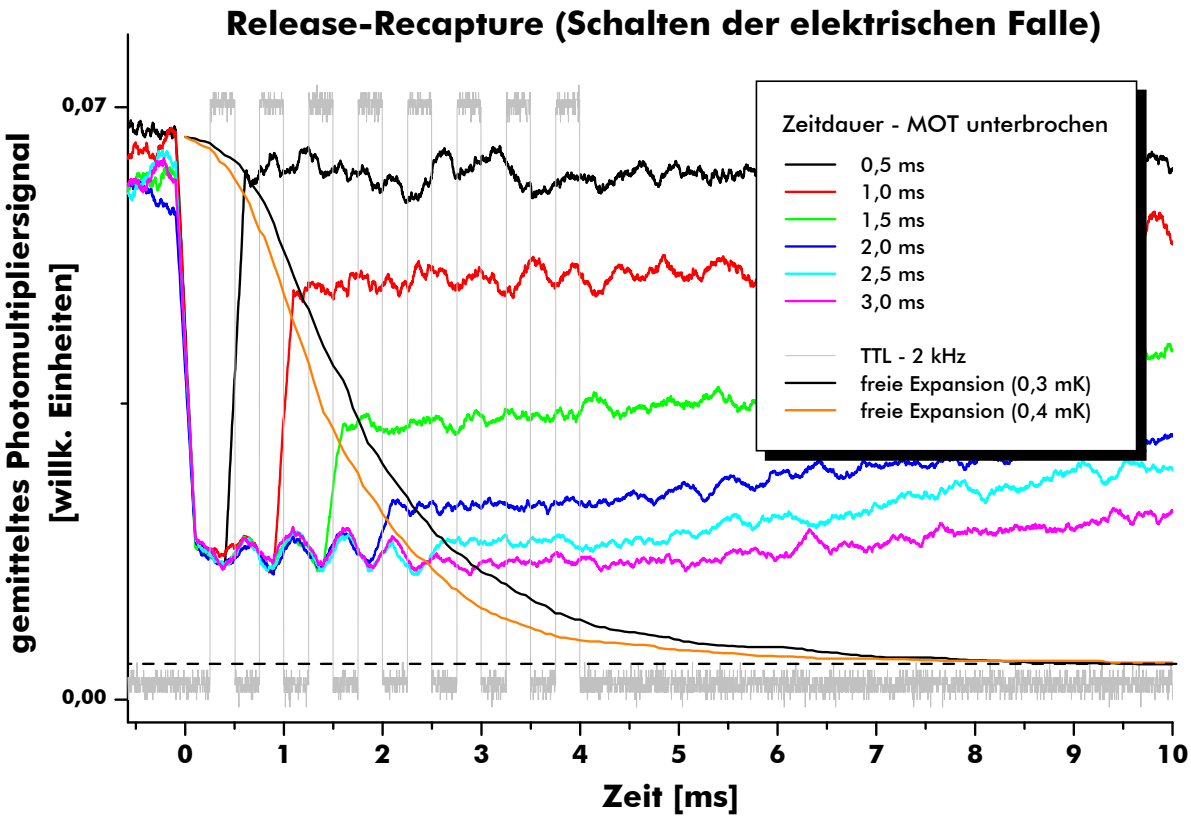


Abbildung 3.22 — Temperaturbestimmung der Rubidiumwolke in der MOT mittels „*Release-Recapture*“-Technik. Das Aus- bzw. Anschalten der MOT übernehmen hierbei die mit einer Frequenz von 2 kHz geschalteten Felder der elektrischen Falle (TTL-Signal in der Graphik). Variiert wurde die Betriebsdauer der elektrischen Falle von 0,5 ms bis 3,0 ms in 0,5 ms-Schritten. Mit der gestrichelten Linie wird der Signaluntergrund verursacht durch Streulicht gekennzeichnet, dessen Höhe sich aus einer Messung ohne Laserlicht ergibt. Die beiden Kurven sind das Ergebnis von Simulationen zur freien Expansion einer Rb-Wolke mit angenommenen Temperaturen von 0,3 bzw. 0,4 mK

ten Ensembletemperaturen von 0,3 mK und 0,4 mK der experimentelle Signalabfall zu den verschiedenen Fallenlaufzeiten zwischen den beiden simulierten Kurvenverläufen liegt und man daher davon ausgehen kann, daß die tatsächliche Temperatur in dem angenommenen Bereich liegt.

Einfangbereich vs. Wieder-Einfangbereich der MOT

Die bei den Messungen zur Lebensdauer der Falle angesetzte Laderate R setzt einen Laserstrahlquerschnitt von mindestens 1 cm voraus, um die angegebenen Rubidiumdichten bzw. Teilchenzahlen bestimmmen zu können. Würde der effektive Einfangbereich dem Wert aus der Temperaturbestimmung entsprechen, so wäre eine deutlich längere Ladezeit zu beobachten. In den Simulationsrechungen zur freien Expansion der Rubidiumwolke wird jedoch von einem wesentlich geringeren Einfangbereich ausgegangen ($d \approx 1\,\mathrm{mm}$).
Als Erklärung dafür bietet sich folgendes Bild an:

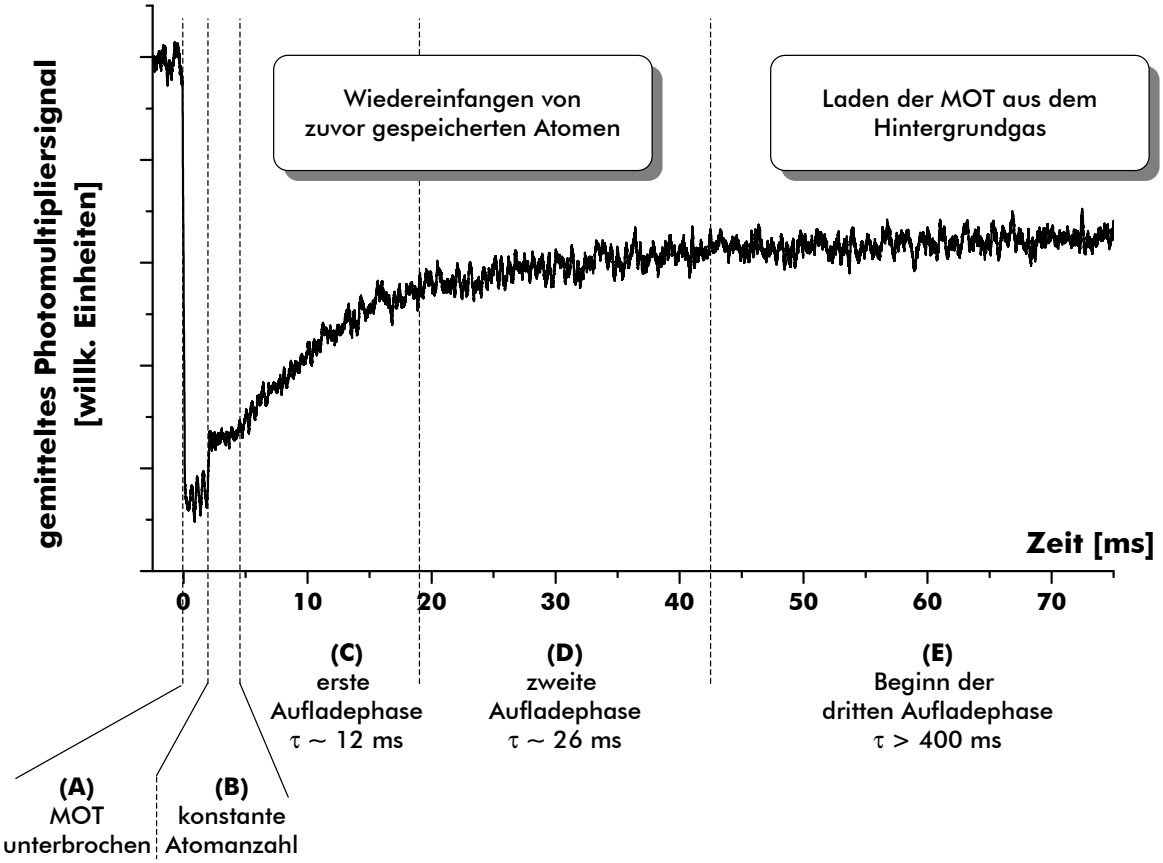


Abbildung 3.23 — Zeitlicher Verlauf des Wiederaufladens der MOT nach kurzer Unterbrechung ($\Delta t = 2{,}0\,\mathrm{ms}$) durch Betreiben der elektrischen Falle. Der Kurvenverlauf läßt sich in die fünf angegebenen Phasen einteilen. Das Wiederaufladen der MOT kann schließlich in drei Phasen unterteilt werden (**C**-**E**), wobei jeder Phase eine gesonderte Zeitkonstante τ zugeordnet werden kann. Die gesamte Ladephase läßt sich schließlich in die zwei hervorgehobenen Bereiche einteilen.

Wie aus Abbildung 3.15 zu erkennen ist, ist das Laserstrahlprofil über die Fläche gesehen nicht homogen. Durch die Integration des Aufbaus zur elektrischen Falle kommt es zu Schattenwürfen der Fallenstäbe bzw. aufgrund der geringen Dicke der Stäbe auch zur Beugung des Fallenlaserlichtes. Resultat ist ein kompliziertes Licht-Schatten-Muster im Laserstrahl. Für den Ladevorgang der Falle bedeutet dieses Muster, daß sich quasi „Ladekanäle“ ausbilden, entlang derer die Atome aus dem Hintegrundgas eingefangen werden. Damit stünde der volle Laserstrahlquerschnitt für das Einfangen zur Verfügung, allerdings nicht homogen an jedem Ort innerhalb des Laserstrahls; das Laden der Falle erfolgt somit nicht gleichverteilt über den gesamten Einfangbereich. Die freie Expansion hingegen erfolgt dann isotrop in den Raum. Der Wiedereinfangbereich bezieht sich daher nur auf einen kleinen Bereich um das Zentrum der MOT, in dem die Laserintensität ausreichend homogen ist, daß alle Atome innerhalb dieses Bereichs wieder gefangen werden können – in diesem Fall wären das die besagten 1 mm. Die dann auftretenden Verluste werden dann durch Teilchen verursacht, die diesen Bereich verlassen und in angrenzende Schattenzonen driften. In diesen Bereichen können die Atome keinen Anteil am Fluoreszenzlicht nach Einschalten der MOT liefern. Erst nachdem

diese Atome wieder Gebiete erreichen, in denen die Wechselwirkung mit den Fallenlasern greift, können sie wieder gespeichert werden und tragen dann zum aufgezeichneten Fluoreszenzsignal bei. Wählt man explizit eine Kurve aus Abb. 3.22 aus und schaut sich auf einer größeren Zeitskala den Kurvenverlauf an (Abb. 3.23), so zeigen sich nach Einschalten der MOT verschiedene Phasen des Aufladens (Phase **C**, **D** und **E**), was darauf schließen läßt, daß sich im eigentlichen Fallenlaserquerschnitt nach der freien Expansion noch genügend langsame Atome aus der MOT befinden, die zu einem schnellen Wiederaufladen der Falle führen. Der eigentliche Ladeprozeß (Phase **E**), d.h. das Einfangen aus dem Hintergrundgas, hat demgegenüber eine deutlich längere Zeitkonstante (hier $\tau > 400\,\mathrm{ms}$). Somit existiert kein Widerspruch in der Annahme eines deutlich kleineren *Recapture*-Bereiches in den Überlegungen zur Temperaturbestimmung.

3.3.5 Zusammenfassung der Eigenschaften der MOT

Die in diesem Kapitel gezeigten Messungen und Simulationen ergeben die in Tabelle 3.4 zusammengefaßten Eigenschaften der für die Experimente zur Speicherung von Rubidiumatomen in einer elektrischen Falle als Ausgangspunkt dienenden magneto-optischen Falle. Diese Werte sind im Hinblick auf die Auswertung der Messungen zur elektrischen Falle von entscheidender Bedeutung, da sie direkt als Initialisierungswerte für die Simulationen benutzt werden, die für die Interpretation der Ergebnisse herangezogen werden.

Wolkendurchmesser [mm]	0,5 - 0,7
Temperatur [mK]	0,3 - 0,4
Lebensdauer [ms]	~ 620
Atomanzahl	$\sim 10^6$
Dichte [Atome/cm^3]	$\sim 10^{10}$

Tabelle 3.4: Eigenschaften der magneto-optischen Falle mit Rubidium innerhalb der Elektrodenstruktur der elektrischen Falle.

Teil II

Demonstration einer zweidimensionalen elektrischen Falle für Rubidium

4 Grundlagen zur Speicherung neutraler Atome unter Ausnutzung des Stark-Effekts

4.1 Fallen für neutrale Atome

Neutrale Atome speichern zu wollen bedeutet, daß man sich über die begrenzten Wechselwirkungsmechanismen, mit denen man den Zustand der Atome beeinflussen kann, im klaren sein muß. Im Gegensatz zu geladenen Teilchen, wo von vornherein als Wechselwirkung die Coulombkraft zum Zuge kommt, hat man aufgrund der fehlenden elektrischen Ladung auf den ersten Blick keine adäquate Wechselwirkung mit äußeren Feldern. Allerdings ist es heutzutage tatsächlich kein Problem mehr, auch neutrale Atome respektive Moleküle räumlich für längere Zeit zu lokalisieren und an ihnen Präzisionsmessungen und weiterführende Experimente bezüglich des Verhaltens ultrakalter Ensemble durchzuführen. Als Standardtechnik zur Speicherung von neutralen Atomen hat sich die Wechselwirkung der Atome mit einem Lichtfeld in einem inhomogenen magnetischen Feld in Form der magneto-optischen Falle etabliert. Generell basieren die für neutrale Atome zum Einsatz kommenden Fallentypen im wesentlichen auf drei im folgenden aufgeführten verschiedenen Wechselwirkungsmechanismen, wobei man zusätzlich noch zwischen direktem (Wirkung der Strahlungsdruckkraft in einer optischen Molasse bzw. MOT) und indirektem Einfluß (Verschiebung der atomaren Energieniveaus bedingt durch das Fallenpotential) auf die Atome unterscheiden kann.

- Fallen basierend auf der **Strahlungsdruckkraft** werden mit Licht bei Frequenzen nahe optischer Übergänge - im Idealfall bei einem geschlossenen Zwei-Niveau-System - betrieben [Raa87, Pri86]. Kombiniert mit einem vom Zentrum zu den Rändern linear ansteigenden Magnetfeld haben sich diese magneto-optischen Fallen als Standardtechnik zur Bereitstellung von kalten Atomensemblen, wie in dieser Arbeit schon am Beispiel des Speicherns von He* bzw. ^{87}Rb gezeigt, bewährt. Aufgrund ihrer Potentialtiefen im Bereich einiger Kelvin ist es mit ihnen möglich, Atome aus dem Hintergrundgas einzufangen und zu speichern. In diesen Fallen können die Atome weiter auf Temperaturen von einigen µK abgekühlt werden. Damit eignet sich die MOT als Ausgangspunkt für alle weiteren Fallentypen, deren energetischer Einfangbereich erst im Milli- bzw. Mikrokelvinbereich beginnt. Das Fallenverhalten wird aufgrund der starken optischen Anregung begrenzt: Das Temperaturminimum ist gegeben durch den Impulsübertrag auf das Atom bei Emission eines Photons (Photonenrückstoß), während die erreichbaren Dichten durch interne Aufheizprozesse (Streuung von Photonen) und lichtinduzierte inelastische Stöße begrenzt sind.

- **Magnetischen Fallen**[Mig85, Ber87] liegt die Wechselwirkung des atomaren magnetischen Moments mit einem inhomogenen Magnetfeld und der daraus resultierenden zustandsabhängigen Kraft zugrunde. Fallen diesen Typs besitzen ein konservatives Fallenpotential mit einigen 100 mK Tiefe und finden hauptsächlich bei der Erzeugung und Bereitstellung von Bose-Einstein-Kondensaten aufgrund ihrer guten Möglichkeiten

zur Verdampfungskühlung der gespeicherten Atome Verwendung. Als Einschränkung für den Einsatz dieses Fallentyps zeigt sich die dem Fallenmechanismus inhärente Abhängigkeit der wirkenden Kraft von den internen atomaren Zuständen durch Kopplung des magnetischen Moments an das äußere Fallenmagnetfeld. Damit scheiden Experimente, die eine freie Wahl des atomaren Zustandes bedingen, von vornherein aus.

- **Optische Fallen**[Gri99] basieren auf der elektrischen Dipolwechselwirkung mit Licht bei Frequenzen, die bezüglich möglicher optischer Übergänge weit verstimmt sind. Dabei erfolgt die Wechselwirkung zwischen dem elektrischen Feldanteil des Laserlichtfeldes und einem induzierten atomaren Dipolmoment. Im Vergleich zu den anderen beiden Fallentypen ist das wirkende Potential hier äußerst schwach ausgebildet. Typische Fallentiefen liegen unterhalb einem Millikelvin. Die optische Anregungsrate kann aufgrund der großen Verstimmung extrem abgeschwächt werden, so daß diese Fallen nicht durch lichtinduzierte Prozesse, wie im Vergleich zu magneto-optischen Fallen, begrenzt sind. Unter geeigneten Umständen ist das wirkende Fallenprinzip unabhängig von den jeweiligen Unterniveaus des elektronischen Grundzustandes. Die ungestörte Entwicklung des atomaren Systems im Grundzustand läßt sich somit in entsprechenden Experimenten über Zeitbereiche von mehreren Sekunden beobachten. Desweiteren lassen sich eine Vielzahl von Fallengeometrien verwirklichen, wie z.B. Fallenpotentiale hoher Anisotropie oder Fallenpotentiale erzeugt von ein-, zwei- oder dreidimensionalen stehenden Lichtwellenfeldern. Letztenendes ist auch die Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten unter Verwendung von optischen Fallen demonstriert worden [Bar01].

Alternative: elektrische Wechselfelder

In den folgenden Ausführungen wird als Alternative zu den erwähnten Speicherverfahren zuerst anhand von Simulationen später auch im Experiment gezeigt, daß neutrale Atome in einem auf dem Stark-Effekt dynamischer, inhomogener elektrischer Felder basierendem harmonischen Potential gefangen werden können. Grundsätzlich erfolgt das Speichern von neutralen Atomen durch die Wechselwirkung zwischen inhomogenen elektromagnetischen Feldern und atomaren Multipolmomenten. Für die potentielle Energie W eines Dipols im elektrischen Feld gilt:

$$W = -\vec{d} \cdot \vec{\mathscr{E}} \quad , \tag{4.1}$$

wobei $\vec{d}$ das Dipolmoment und $\vec{\mathscr{E}}$ das wirkende elektrische Feld angibt. Neutrale Atome im Grundzustand besitzen aufgrund der Spiegelsymmetrie jedoch kein permanentes elektrisches Dipolmoment. Einem neutralen Atom kann jedoch durch Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes ein Dipolmoment induziert werden. Dabei wird dann die Stärke der Wechselwirkung durch die effektive Polarisierbarkeit α_{eff} der betrachteten Energieniveaus bestimmt. Die atomaren Zustände erfahren im elektrischen Feld gemäß des im Anhang diskutierten Stark-Effekts (siehe Kapitel A.1) eine Verschiebung ihrer Energien bzw. eine Aufspaltung bezüglich ihrer magnetischen Unterzustände $|m|$ in Abhängigkeit von der Feldstärke $\mathscr{E}$. Da die potentielle Energie W der Atome im elektrischen Feld aufgrund des Stark-Effekts verändert wird, kann die Energieänderung auch als Stark-Potential φ_{Stark} angesehen werden. In Kurzform gilt für das Stark-Potential:

$$W = \varphi_{Stark} = -\frac{1}{2}\alpha_{eff}\mathscr{E}^2 \ , \tag{4.2}$$

wobei die Polarisierbarkeit α_{eff} alle Informationen über das Verhalten des betrachteten elektronischen Zustandes im elektrischen Feld beinhaltet (Werte für die Polarisierbarkeit und die damit verbundenen Starkverschiebungen der Grundzustände einiger ausgewählter Elemente befinden sich im Anhang A.4 in Tabelle A.1). Dem Ausdruck für das Starkpotential (4.2) ist zu entnehmen, daß die Wirkung des elektrischen Feldes auf die Bewegung der Atome im wesentlichen vom Vorzeichen und der Stärke der Polarisierbarkeit abhängt. Da die Atome bestrebt sind, Zustände geringster Energie einzunehmen, werden sie im Falle von $\alpha_{eff} > 0$ zu höheren Feldstärken beschleunigt, während im entgegengesetzten Fall ($\alpha_{eff} < 0$) die Atome zu Bereichen geringerer Feldstärke beschleunigt werden.

Analogon Magnetfeld: Hier einzufügen wäre der Vergleich zum Magnetfeld, in dem für die Energie $W = -\vec{\mu} \cdot \vec{\mathscr{B}}$ gilt. Dabei richtet sich das magnetische Moment $\vec{\mu}$ vorzugsweise parallel zum Magnetfeld $\vec{\mathscr{B}}$ aus, die Atome streben zum Feldmaximum. Werden die Atome aber durch Anlegen eines äußeren statischen Feldes so ausgerichtet, daß sich ihre magnetischen Momente antiparallel zum herrschenden Magnetfeld stellen, so werden die Atome zum Minimum des Magnetfeldes gezogen.

Sowohl im elektrischen, wie auch im magnetischen Fall hängt also das Verhalten der Atome in den jeweiligen Feldern davon ab, wie sich die innere Energie der Atome in Abhängigkeit zur Feldstärke verändert. Zusammenfassend ergibt sich schließlich eine Einteilung in zwei Klassen von Atomen:

- *high-field-seekers*

  Atome, die zum Feldmaximum streben
  – im magnetischen Feld: magnetisches Moment parallel zum Magnetfeld
  – im elektrischen Feld: effektive Polarisierbarkeit $\alpha_{eff} > 0$

- *low-field-seekers*

  Atome, die zum Feldminimum streben
  – im magnetischen Feld: magnetisches Moment antiparallel zum Magnetfeld
  – im elektrischen Feld: effektive Polarisierbarkeit $\alpha_{eff} < 0$

Anzumerken sei hierbei, daß sowohl Atome, wie auch Moleküle, die sich im Grundzustand befinden, immer zum Feldmaximum streben, sie also *high-field seekers* sind, da ihre innere Energie durch die äußere Störung des elektrischen Feldes abgesenkt wird.

4.2 Speichern neutraler Atome in elektrischen Feldern

4.2.1 Allgemein

Das Einfangen und Speichern mittels elektrischer Felder erschien bisher als nicht praktikabel, da neutrale Atome nur eine sehr schwache Starkverschiebung zweiter Ordnung zeigen und damit das mögliche Fallenpotential nur eine sehr geringe Tiefe aufweist. Dieses geringe Fallenpotential setzt voraus, daß die zu speichernden Atome mittels geeigneter Vorkühlung in diesen Energiebereich gebracht werde. Nachdem es in den letzten 10 - 20 Jahren gelungen ist, ultrakalte Atomensemble zu erzeugen, deren Temperaturen theoretisch im Einfangbereich von elektrischen Fallen liegen, wurden auch Experimente zur Ausnutzung des Stark-Effekts

bei der Manipulation der Atomkinematik durchgeführt. Lemonde, Morice *et al.*[Lem95] haben gezeigt, daß es möglich ist, mittels eines statischen elektrischen Feldes in Verbindung mit einem stark gegenüber möglichen atomaren Übergängen verstimmten Laser (engl.: *far-off-resonance laser*) Cäsium-Atome für eine Zeitdauer von $\approx 1\,\mathrm{s}$ zu speichern. Das elektrische Feld einer Ringelektrode erzeugt hierbei ein räumlich variierendes Starkpotential, wodurch die Atome gegen die Schwerkraft gehalten werden können. Der Laser wird in die Mitte der Ringelektrode eingestrahlt und wirkt aufgrund der optischen Dipolkraft auf die Atome in der Ringebene anziehend. Der Einfluß des wirkenden Stark-Effekts auf die Bewegung neutraler Atome ist in Experimenten zur Fokussierung von Atomstrahlen mittels Elektrodenpaaren, an denen einige 10 kV Spannung angelegt waren, von Shimizu[Shi93] und Noh[Noh00] demonstriert worden.

4.2.2 Vorteile

Es gibt einige Gründe, weswegen eine Falle, die auf dem Starkeffekt beruht, interessant ist. Bei dieser Art von Falle gibt es im Gegensatz zu Fallen, die auf der Wechselwirkung mit Laserlicht beruhen, keine Photonenstreuung, die zu Aufheizungen des gefangenen Ensembles führt. Desweiteren gibt es keine Wechselwirkung zwischen dem atomaren Spin und dem elektrischen Feld, wodurch es möglich ist, beliebig spinpolarisierte Ensemble zu untersuchen. Hierbei von Interesse ist, daß bei der Speicherung von metastabilen Atomen, wie z.B. Helium, durch die Spinpolarisation der Prozeß der Penning-Ionisation (siehe hierzu auch Kapitel 2.5.2), der zu einer erhöhten Verlustrate in der Falle führt, reduziert werden kann. Dieser Verlustmechanismus ist von der relativen Orientierung der Atomspins abhängig: Bei Parallelstellung des Spins ist dieser Prozeß aufgrund der Spinerhaltung verboten. In elektrischen Feldern ergibt sich somit die Möglichkeit, kalte spinpolarisierte Ensemble mit sehr hohen Dichten zu erzeugen. Da das Fallenprinzip nicht an den Spin koppelt, können somit auch spinlose Atome, wie z. B. Strontium im $^1S_0$-Zustand [Kis06], gespeichert werden

Auf Moleküle bezogen ergibt sich die Möglichkeit, in elektrischen Feldern polare Moleküle in ihrem absoluten Grundzustand, d.h. im *high-field-seeking*-Zustand, zu speichern. Wie sich aus [Boh01] ergibt, liegt in elektrostatischen Fallen eine hohe Verlustrate durch inelastische Stöße zwischen Molekülen in *low-field seeking*-Zuständen aufgrund der starken Dipol-Dipol-Wechselwirkung vor. Zur Erhöhung der Phasenraumdichte von gespeicherten Moleküle kann daher eine Falle für *high-field-seekers* von Interesse sein.

4.2.3 Einschränkung

Da sämtliche neutrale Atome im Grundzustand eine positive effektive Polarisierung α_{eff} aufweisen und damit *high-field-seeker* sind, stünde der Speicherung der Atome in statischen elektrischen Feldern nichts im Wege, wenn es möglich wäre, durch gezielte Ladungsanordnungen im freien Raum einen stabilen Gleichgewichtspunkt mit einem Feldmaximum zu erzeugen, zu dem die Atome hingezogen werden würden. Dem steht allerdings das Theorem von Earnshaw entgegen, nach dem es grundsätzlich nicht möglich ist, im dreidimensionalen ladungsfreien Raum ein Maximum des elektrischen Feldes zu erzeugen [Ear42]. Es kann sogar gezeigt werden, daß es nicht möglich ist durch die Kombination von statischen elektrischen, magnetischen und gravitativen Feldern eine stabile Falle für Grundzustandsatome zu konstruieren [Win84].

4.2.4 Der Einsatz dynamischer elektrischer Felder

Um nun doch eine Falle zu konzipieren, die auf elektrischen Feldern basiert, wird auf dynamische elektrische Felder übergegangen. Die Idee dabei ist, durch geschickte Elektrodenanordnung und zeitlicher Änderung der Felder einen im statischen Fall instabilen, im dynamischen Fall aber stabilen Punkt auf einer Sattelfläche eines sich drehenden elektrischen Potentials zu erzeugen (Abb. 4.1). Die Stabilisierung erfolgt dann in Anlehnung an die Prinzipien der Paul-Falle, in der in einem sich drehenden Sattelpotential Ionen gespeichert werden [Gho95]. Den

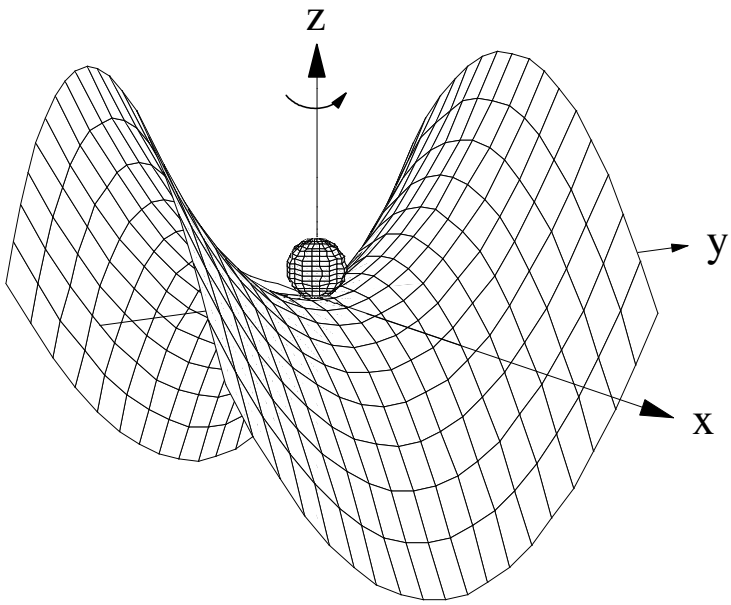


Abbildung 4.1 — Skizze zum Fallenprinzip einer Paul-Falle: Ein in einem Sattelpotential befindliches Teilchen (Ion) kann durch geeignete Rotation der Potentialfläche in seiner Lage im Zentrum der Falle stabilisiert werden.

theoretischen Ausgangspunkt für die Betrachtung einer elektrischen Falle für neutrale Atome liefert der Artikel von Shimizu und Morinaga [Shi92]. Darin beschreiben sie eine Quadrupolanordnung analog einer linearen Paul-Falle, die so beschaltet wird, daß sich das ergebende zeitlich veränderliche Potential entsprechend einem rotierenden Potentialsattel verhält. Die in [Mor92] ebenfalls von Shimizu und Morinaga gezeigten Stabilitätsbetrachtungen der Lösungen für geschlossene Teilchentrajektorien gehen schließlich von einer dreidimensionalen Ladungskonfiguration aus, wobei hier schon auf die Möglichkeit der Rechteckbeschaltung eingegangen wird. Experimentell aufgegriffen wird das Schalten zwischen zwei Feldkonfigurationen innerhalb der Quadrupolanordnung von der Gruppe um G. Rempe [JunT04]. Darin wird das zweidimensionale Speichern von dipolaren Molekülen (ND_3) innerhalb eines Vier-Pol-Leiters gezeigt und zwar sowohl für *low-field seeking*-Zustände als auch für *high-field seeking*-Zustände.

Verwendung des Stark-Effekts bei der Kühlung und Speicherung von Molekülen

Eine Abwandlung des Prinzips des rotierenden Potentialsattels wird in der Molekülphysik eingesetzt. Das Kühlen und Speichern von Molekülen mit Hilfe von Laserlicht analog zu neutralen Atomen gestaltet sich aufgrund der Vielzahl von Anregungszuständen, die einem Molekül innewohnen (neben den eigentlichen Energiezuständen eines im Idealfall ruhenden Moleküls kommen noch Vibrationszustände und Rotationszustände hinzu, die durch Energiezuführung von Außen angeregt werden können), weitaus schwieriger. Während das Prinzip der Laserkühlung bei neutralen Atomen mehr oder weniger auf vorhandene Zwei-Niveau-Systeme zurückzuführen ist, kann dieser Ansatz für Moleküle nicht mehr verwandt werden. Um dennoch kalte Moleküle untersuchen zu können, bedient man sich des Stark-Effekts. Da Moleküle ein permanentes Dipolmoment besitzen können (die Gruppe der heteronuklearen Moleküle), ist die molekulare Wechselwirkung mit einem elektrischen Feld im Vergleich zu neutralen Atomen wesentlich stärker, der Stark-Effekt hat einen weitaus größeren Einfluß auf die innere Energie der Moleküle. Die Gruppe um G.Meijer macht sich die hohe Starkverschiebung von angeregten Niveaus bzw. des Grundzustandes in der Art zu nutze, daß entlang eines Molekülstrahls mittels einer Anzahl von Elektrodenpaaren und dem dadurch erzeugten periodischen inhomogenen elektrischen Feld die Moleküle abgebremst werden können [Bet99]. Dabei werden die Elektroden so geschaltet, daß die Moleküle permanent ein elektrisches Feld in der Art vorfinden, daß der Stark-Effekt die molekularen Zustände in Richtung höherer Energie verschiebt. Mit Zunahme der Flugstrecke nimmt die kinetische Energie der Moleküle ab. Auf diesem Wege erreichen die Moleküle Geschwindigkeiten, die in den Einfangbereich von elektrischen Fallen kommen. Im Gegensatz zu Molekülen in *high-field seeking*-Zuständen können Moleküle in *low-field seeking*-Zuständen durch statische elektrische Felder, die im Zentrum ein Feldminimum aufweisen, gespeichert werden. Die erfolgreiche Speicherung kalter Moleküle konnte schließlich anhand von Ammonium-Molekülen ($^{14}NH_3$, $^{14}ND_3$, $^{15}ND_3$) gezeigt werden. Dabei wurde einerseits eine elektrostatische Falle zur Speicherung von Molekülen in *low-field-seeking*-Zuständen demonstriert[Bet02], andererseits in einer nach der Idee von Peik[Pei99] verwirklichten elektrodynamischen Falle Moleküle im *high-field seeking*-Zustand gefangen [Vel05].

4.3 Theoretische Betrachtung der Teilchendynamik in der elektrischen Falle

Um Aussagen über die Teilchenbewegung in der elektrischen Falle machen zu können, ist es notwendig, die entsprechenden Bewegungsgleichungen aufzustellen. Im allgemeinen haben die Bewegungsgleichungen vektoriell die Form $\ddot{\vec{r}}(t) = \vec{F}(\vec{r}, t)/m$. Ist die wirkende Kraft $\vec{F}(\vec{r}, t)$ an jedem Ort bekannt, so läßt sich die dazugehörige Bahnkurve $\vec{r}(t)$ berechnen.
Welche Kraft steht in dem hier betrachteten Modell zur Speicherung neutraler Atome zur Verfügung? Durch eine Ladungsverteilung, wie sie in Abb. 4.2a gezeigt ist, wird ein inhomogenes elektrisches Feld $\vec{\mathscr{E}}(\vec{r})$ erzeugt. Dieses Feld bewirkt aufgrund des Starkeffekts eine ortsabhängige Verschiebung der Energieniveaus und damit eine Änderung der potentiellen Energie der im Fallenvolumen vorhandenen Atome (siehe Gl. 4.2). In dem ortsabhängigen Potential φ_{Stark} erfahren die Atome eine Kraft in Richtung der stärksten Potentialänderung. Das Starkpotential entspricht damit einem konservativen Potential, sodaß für die wirkende Kraft gilt:

$$\begin{aligned} \vec{F}(\vec{r}) &= -\nabla \varphi_{Stark}(\vec{r}) \\ &= \frac{1}{2}\, \alpha_{eff}\, \nabla\, \vec{\mathscr{E}}^{\,2}(\vec{r}) \ . \end{aligned} \tag{4.3}$$

Damit ist die Kraft auf das elektrische Feld $\mathscr{E}$ zurückgeführt, das sich letztendlich aus dem elektrischen Potential φ über $\vec{\mathscr{E}} = -\nabla\, \varphi$ bestimmen läßt.

4.3.1 Das zweidimensionale elektrische Potential der Elektrodenanordnung

Ausgangspunkt für die Bestimmung des Potentials ist die Ladungsverteilung in Abb. 4.2a. Die Herleitung der Formel für das elektrische Potential in Abhängigkeit von experimentellen Größen, wie Stabradius, Stababstand und insbesondere der angelegten Spannung ist in [Jan90] skizziert; dabei wird in z-Richtung von unendlich ausgedehnten Stäben ausgegangen. Als Ausdruck für das elektrische Potential $\varphi(x, y, t)$ erhält man:

$$\begin{aligned} \varphi(x,y,t) = &\frac{1}{\ln\left(\frac{(2a-R)^2}{R^2}\right)} \quad \Big(U_1(t) \ln((x+d)^2 + (y-d)^2) + U_2(t) \ln((x-d)^2 + (y+d)^2) \\ &+ U_3(t) \ln((x-d)^2 + (y-d)^2) + U_4(t) \ln((x+d)^2 + (y+d)^2) \Big) \ . \end{aligned} \tag{4.4}$$

Wie aus Abb. 4.2a zu entnehmen ist, bezeichnet dabei R den Stabradius, a den Abstand Stabmittelpunkt - Zentrum und d den halben Stababstand. Ordnet man schon bei der Aufstellung des elektrischen Potentials jedem Stab seinen eigenen Spannungsparameter zu, so hat dies den Vorteil, erst bei der eigentlichen Berechnung von Potentialen, wirkenden Kräften bzw. bei der Aufstellung der Bewegungsgleichungen den tatsächlichen Spannungsverlauf (harmonisch, rechteckförmig) einsetzen zu können. Anstelle der einzelnen Spannungsvariablen $U_1 \ldots U_4$ ist daher in der Formel schon die spätere Zeitabhängigkeit der angelegten Spannung in Form von Spannungsfunktionen $U_1(t) \ldots U_4(t)$ berücksichtigt.

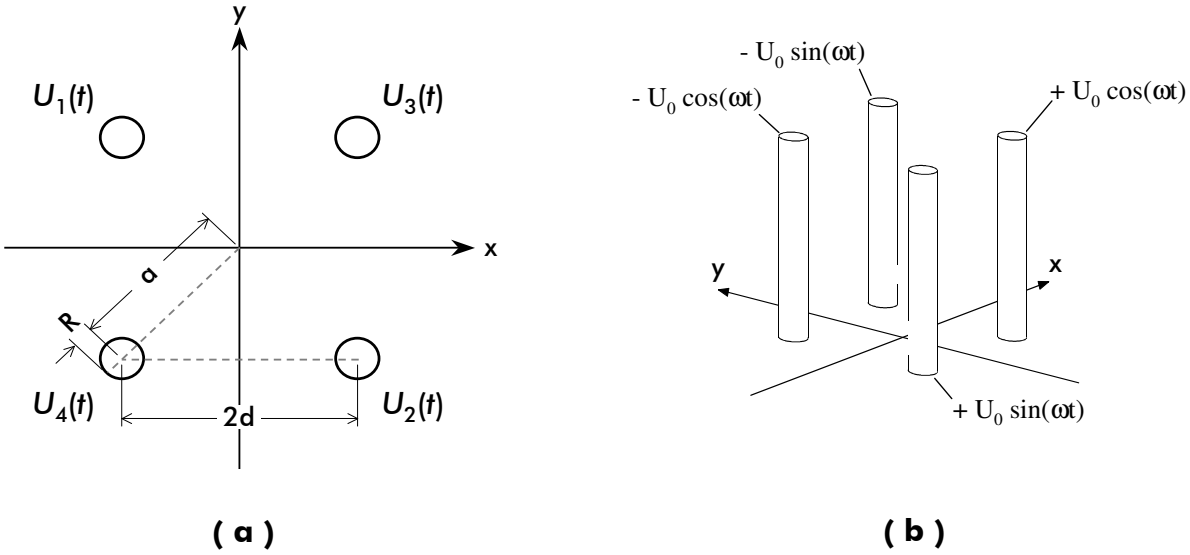


Abbildung 4.2 — Ladungsanordnung für die zweidimensionale elektrische Falle.
(**a**) Anordnung der Elektroden mit Angabe der in den Simulationen verwandten geometrischen Größen
(**b**) Elektrodenbeschaltung im Falle der harmonischen Anregung

Rechteckförmiger Spannungsverlauf

Es zeigt sich, daß das Fallenpotential und somit der Parameterbereich, in dem es möglich ist, neutrale Atome zu speichern, von der Art der Beschaltung der Elektroden abhängt. In den ersten theoretischen Arbeiten [Schu04, Jun99], in denen die Spannungs- und Frequenzbereiche für das Speichern von metastabilem Helium in elektrischen Feldern auf der Grundlage der in dem Artikel von Shimizu und Morinaga [Shi92] gemachten Überlegungen diskutiert wurden, ist von einem harmonischen Spannungsverlauf in Anlehnung an die Beschaltung beim Betrieb einer Paul-Falle ausgegangen worden (siehe Abb. 4.2b). Die erforderlichen Spannungen liegen dabei im Bereich von 9-15 kV bei Frequenzen von 500-2000 Hz. Aus experimenteller Sicht ist die Bereitstellung dieser Parameter bei einer sinus-/cosinusförmigen Anregung eher schwierig. Die auf dem Markt befindlichen Spannungsverstärker liefern in der Regel nicht die Frequenzbreite bei Spannungsdifferenzen bis zu 30 kV (±15 kV). Aufgrund der Entwicklung von immer leistungsfähigeren transistorgesteuerten Hochspannungsschaltern ist es jedoch möglich, die erforderlichen Spannungs-/Frequenzwerte durch schnelles Schalten von kontinuierlichen Hochspannungsquellen zu erzeugen; Resultat ist eine rechteckförmige Anregung des Fallenpotentials. Die den folgenden Ausführungen zur Ermittlung der Bewegungsgleichung für die in der elektrischen Falle gespeicherten Atome zugrundeliegende Beschaltung der einzelnen Elektroden ist in Abb. 4.3 gezeigt. Diese Konfiguration ist auch Grundlage der Simulationen zur Ermittlung der Eigenschaften der elektrischen Falle (Kapitel 5) sowie der Beschaltung im Experiment (Kapitel 7). Die an den Elektroden U_1 und U_2 angelegten Spannungen wechseln mit einer vorgegebenen Frequenz f zweimal das Vorzeichen, während an den Elektroden U_3 und U_4 konstante Spannungen anliegen. Durch den periodischen Spannungswechsel wird quasi zwischen zwei unterschiedlichen Feldkonfigurationen geschaltet. Die Potentialverteilungen der beiden Zustände sind in Abb. 4.4 graphisch dargestellt.

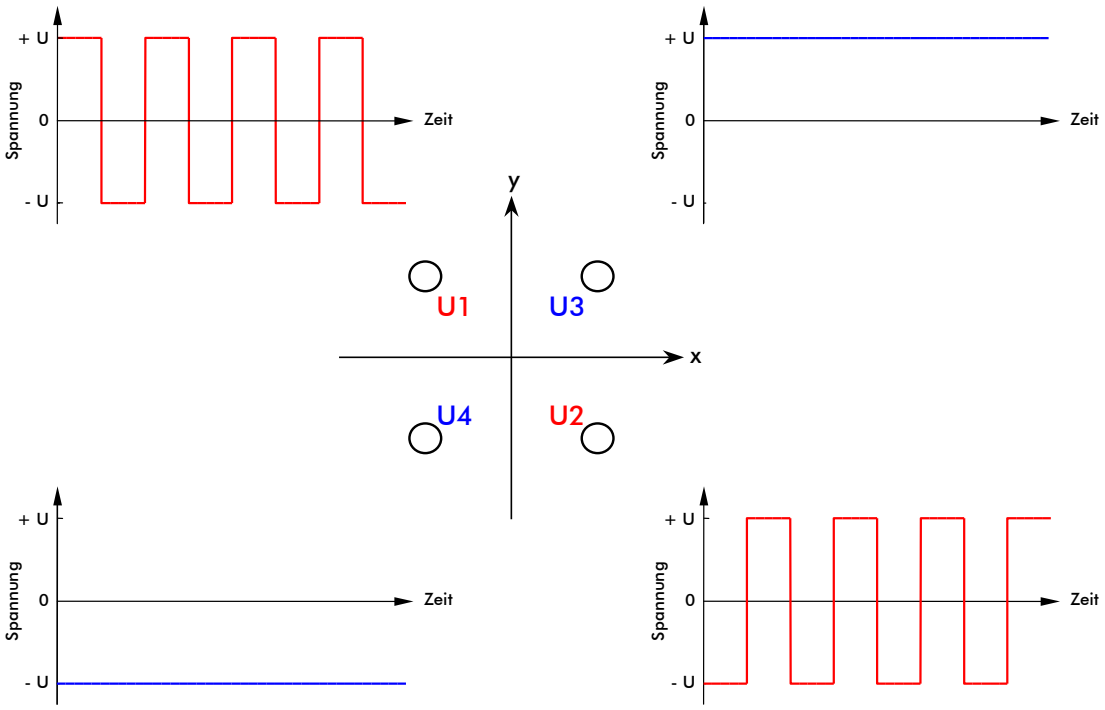


Abbildung 4.3 — Die zeitliche Entwicklung der an den Fallenstäben anliegenden Spannungen - geschaltet werden die Spannungen an den Elektroden U_1 und U_2; sie bleiben konstant bei U_3 und U_4.

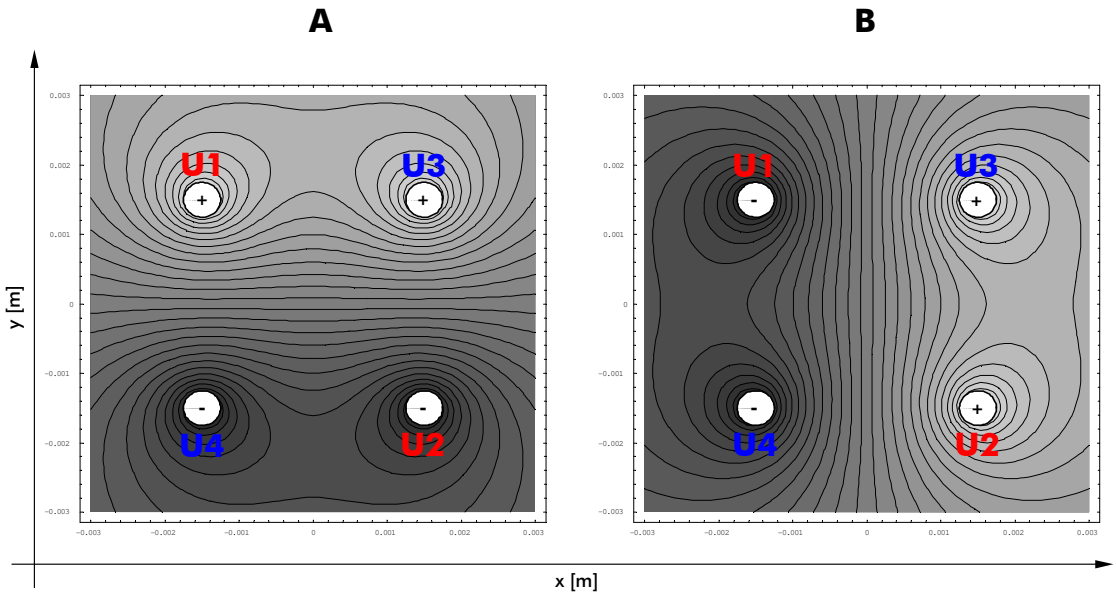


Abbildung 4.4 — Der Potentialverlauf innerhalb der Falle bei einer angelegten Spannung von ±9 kV während der beiden möglichen Schaltzustände **A** (erste Periodenhälfte) und **B** (zweite Periodenhälfte). Angegeben sind die Vorzeichen der an den Elektroden anliegenden Spannung.

4.3.2 Das Starkpotential

In das Starkpotential φ_{Stark} (Gl. 4.2) geht die quadratische Feldstärke $\mathscr{E}^2$ des aus dem Potential $\varphi(x, y, t)$ in Gl. 4.4 zu bestimmenden elektrischen Feldes $\mathscr{E} = -\nabla\varphi$ ein. Da das Starkpotential im Zentrum der Falle annähernd harmonisch ist (siehe Abb. 4.5), kann zur Vereinfachung der Ausdruck für $\mathscr{E}^2$ durch eine Reihenentwicklung 2.Ordnung um den Punkt $(x, y) = (0, 0)$ ersetzt werden. Unter der Annahme der Rechteckbeschaltung der Elektroden hat das Starkpotential dann folgende Form:

$$\varphi_{Stark}(x,y) = -\frac{8\alpha {U_0}^2}{d^2\left(\ln\frac{(-2a+R)^2}{R^2}\right)^2} - \frac{8\alpha {U_0}^2}{d^4\left(\ln\frac{(-2a+R)^2}{R^2}\right)^2}\cdot H(t)\cdot(x^2-y^2) \tag{4.5}$$

Der vordere Term gibt das Starkpotential im Zentrum der Falle an, während der hintere Term die räumliche harmonische Variation des Potentials beinhaltet.

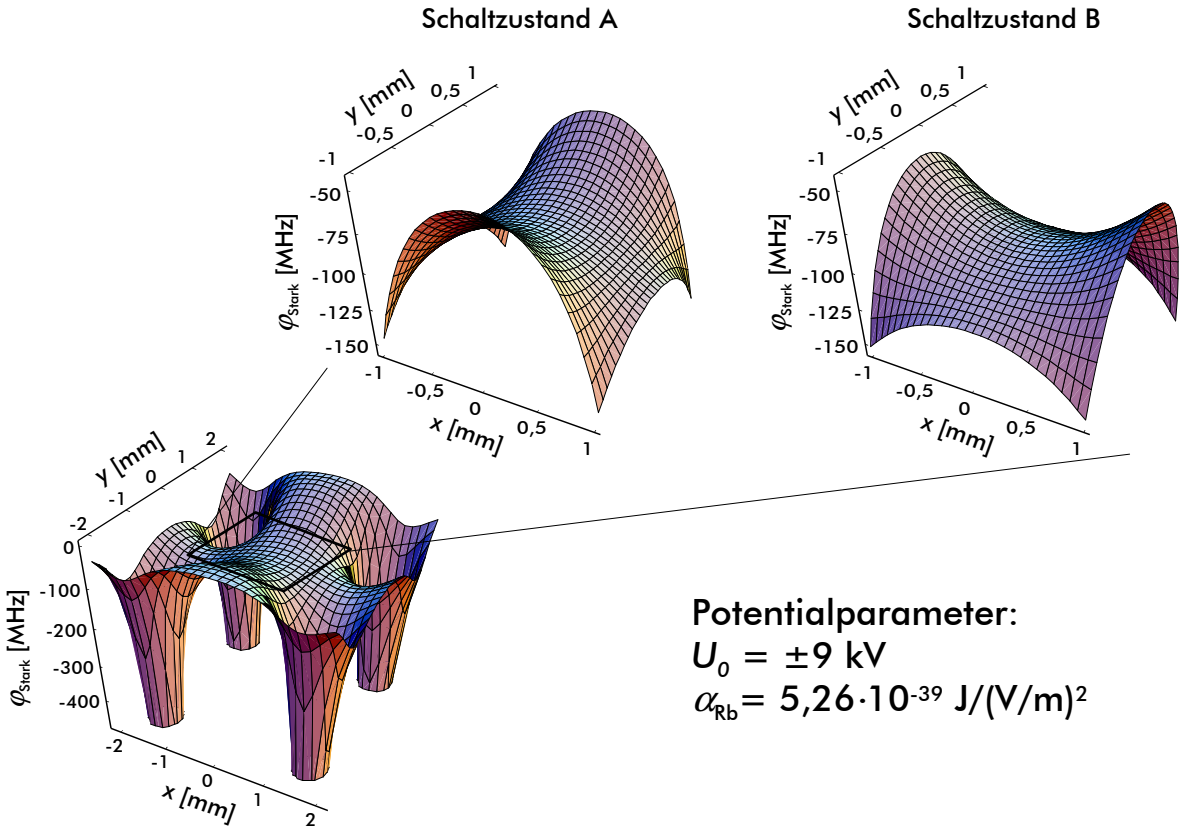


Abbildung 4.5 — Die räumliche Verteilung der realen Starkverschiebung φ_{Stark} innerhalb der Elektrodenstruktur. Vergrößert dargestellt ist der sattelförmige Potentialverlauf im Zentrum der Falle für die beiden möglichen Feldkonfigurationen (siehe auch Abb. 4.4). Die Elektrodenanordnung zeigt sich durch die hohe Zunahme der Starkverschiebung aufgrund des Anwachsens der elektrischen Feldstärke an der Elektrodenoberfläche.

Die eingefügte Funktion $H(t)$ stellt eine Stufenfunktion dar, mit der die beiden unterschiedlichen Beschaltungskonfigurationen im Rechteckfall gekennzeichnet werden. Für $H(t)$ gilt:

$$H(t) = \begin{cases} +1 & nT < t \leq (n+1/2)T \\ -1 & \text{sonst} \end{cases} \tag{4.6}$$

Dabei ist T die Periodendauer und $n \in \mathbb{N}$. Allgemein wirkt damit das sattelförmige Potential der Starkverschiebung in eine Richtung anziehend und in der senkrecht dazu liegenden Richtung abstoßend. Über die Zeit gemittelt wirkt auf Atome an einem festen Ort betrachtet keine Kraft. In der Regel vollführen die Atome jedoch eine Mikrobewegung, die an das treibende Feld (in diesem Fall das elektrische Feld der angelegten Wechselspannung) gekoppelt ist. Dadurch heben sich die wirkenden Kräfte nicht auf und die Atome erfahren eine resultierende Kraft Richtung Fallenzentrum.

4.3.3 Die Bewegungsgleichungen

Aufgrund seiner harmonischen Form kann das Starkpotential als Zentralpotential aufgefaßt werden. Somit erfahren Atome, die sich in diesem Potential bewegen, eine Kraft, für die gilt: $\vec{F} = -\vec{\nabla}\varphi_{Stark}$. Aus diesem Ansatz resultieren die folgenden Bewegungsgleichungen:

$$\ddot{x}(t) = \begin{cases} \Omega^2\, x & nT < t \leq (n+1/2)T \\ -\Omega^2\, x & \text{sonst} \end{cases}$$

$$\ddot{y}(t) = \begin{cases} -\Omega^2\, y & nT < t \leq (n+1/2)T \\ \Omega^2\, y & \text{sonst} \end{cases} \tag{4.7}$$

$$\text{mit} \quad \Omega^2 = \frac{16\alpha {U_0}^2}{d^4 m_{Atom} \left(\ln\left(\frac{-2a+R}{R}\right)^2\right)^2} \;,\; m_{Atom}\text{: Atommasse} \;,\; T\text{: Periodendauer} \;,\; n \in \mathbb{N}$$

Der Faktor Ω^2 entspricht dem von T. Junglen *et al.* in [JunT04] eingeführten Parameter Ω^2. In ihrem Artikel wird dieser Faktor aus der Entwicklung des elektrischen Feldes $\mathscr{E}$ um den Ursprung gewonnen. Es zeigt sich eine Übereinstimmung der Größen, wodurch die im weiteren Verlauf des Artikels gemachten Annahmen bzgl. der Stabilitätsbedingungen und Fallenpotentialtiefen als Vergleichsgrößen herangezogen werden können.

Betrachtet man die Bewegungsgleichungen, so fällt auf, daß im Fall der Rechteckbeschaltung der Elektroden für die x bzw. y-Komponente entkoppelte Differentialgleichungen vorliegen. Im Gegensatz zu den Bewegungsgleichungen, die sich aus einem harmonischen Ansatz ergeben [Schu04], lassen sie sich daher für jede Halbperiode separat analytisch lösen. Die Darstellung des folgenden Lösungsansatzes lehnt sich dabei an die Vorgehensweise in [Mor93] an. Gesucht werden Lösungen der Form $(x(t), \dot{x}(t)) = A(t) \cdot (x(0), \dot{x}(0))$, wobei $A(t)$ die zeitliche Entwicklung der Bahnkurve in Form einer Transformationsmatrix darstellt. Für beliebigen Zeiten t muß gelten: $A(nT + t) = A(t)[A(T)]^n$. Über eine Periode betrachtet gilt dann: $A(T) = A_2(T/2) \cdot A_1(T/2)$, wobei A_1 und A_2 die Lösungen für die jeweiligen Halbperioden beinhalten. Die folgenden Transformationsmatrizen ergeben sich aus der direkten

Lösung der Bewegungsgleichungen für die beiden Schaltzustände:

$$A_1(t) = \begin{pmatrix} \cosh(t\Omega) & \frac{1}{\Omega}\sinh(t\Omega) \\ \Omega\sinh(t\Omega) & \cosh(t\Omega) \end{pmatrix} \qquad nT < t \leq (n+1/2)T \tag{4.8}$$

$$A_2(t) = \begin{pmatrix} \cos(t\Omega) & \frac{1}{\Omega}\sin(t\Omega) \\ -\Omega\sin(t\Omega) & \cos(t\Omega) \end{pmatrix} \qquad (n+1/2)T < t \leq (n+1)T \tag{4.9}$$

Mit dem hier angegebenen Lösungsansatz ist es prinzipiell möglich, die Bahnkurve für ein Teilchen im Fallenpotential zu berechnen. Wie sich aber herausstellt, ist es günstiger, die Bahnkurven letztendlich auf dem numerischen Wege zu bestimmen (siehe Simulationen in Kapitel 5). Für die folgenden Stabilitätsbetrachtungen ist jedoch die Angabe der analytischen Lösung wichtig.

4.3.4 Stabilitätsbereiche

Nachdem nun die Bewegungsgleichungen aufgestellt wurden und ein möglicher Lösungsansatz aufgezeigt wurde, ergibt sich die Frage nach stabilen Lösungen. Als stabile Lösungen gelten solche, die zu Bahnkurven führen, die das betrachtete Fallenvolumen nicht verlassen bzw. in sich geschlossen sind. Wird eine Fallengeometrie als gegeben vorausgesetzt (Hinweise für die Geometriegrößen lieferten schon die in [Schu04, Jun99] durchgeführten Simulationen), dann gelten nur noch die Fallenparameter U_0 (Spannung) und $f = 1/T$ (treibende Frequenz) als variable Größen.

Nach [Mor93] existieren stabile Lösungen für Bereiche, in denen für die Eigenwerte λ der Transformationsmatrix $A(T)$ gilt: $|\lambda| = 1$. Aus der Eigenwertgleichung für $A(T)$ ergibt sich folgendes charakteristisches Polynom:

$$\lambda^2 - 2\beta\lambda + 1 = 0 \qquad \text{mit } \beta = \cos(\frac{T\Omega}{2})\cosh(\frac{T\Omega}{2}) \tag{4.10}$$

Daraus erhält man für λ folgende Werte:

$$|\lambda|_{12} = \begin{cases} |\beta \mp \sqrt{\beta^2 - 1}| & |\beta| > 1 \\ 1 & |\beta| \leq 1 \end{cases} \tag{4.11}$$

λ nimmt im Fall $\beta \leq 1$ komplexe Werte an. Der Betrag von λ bleibt dann aber unabhängig von β konstant bei 1. Der Verlauf von $|\lambda|_{12}$ in Abhängigkeit von $(T\Omega)$ ist in Abb. 4.6 gezeigt. Das Stabilitätskriterium $|\lambda| = 1$ ist dabei nur bis zu $T\Omega \leq 3{,}75$ erfüllt. Diese Grenze wird durch schrittweises Annähren an den Grenzwert, für den noch $|\lambda| = 1$ gilt, bestimmt. Wie aus dem Funktionsverlauf zusätzlich hervorgeht, existieren weitere, jedoch sehr schmale Stabilitätsbereiche höherer Ordnung, die jedoch in den folgenden Betrachtungen vernachlässigt werden können. Aus dem Grenzwert für $(T\Omega)$ ergibt sich bei einer vorgegebenen Spannung U_0 eine untere Grenzfrequenz, unterhalb der keine stabilen Lösungen existieren, die Falle somit nicht speichern kann. Die für stabile Lösungen gültigen Parameterbereiche sind für metastabiles Helium und Rubidium in Abb. 4.7 gezeigt. Dabei bildet die Grenzfrequenz f_{limit} als Funktion der angelegten Spannung U_0 die untere Grenze der Bereiche. Die in den Faktor Ω eingehenden Geometriewerte zur Berechnung der Grenzfrequenzen entsprechen

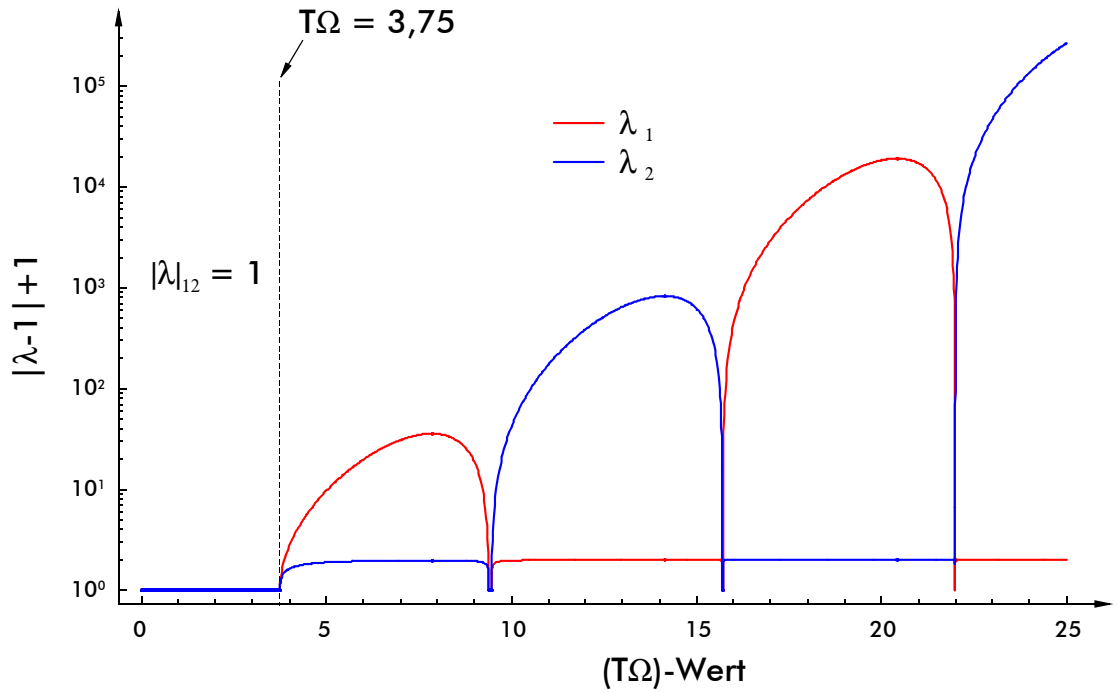


Abbildung 4.6 — Der Verlauf der Beträge der Eigenwerte λ_{12} der zeitlichen Entwicklungsmatrix $A(T)$ als Funktion von $(T\Omega)$. Eingezeichnet ist die Grenze des Parameterbereichs, der zu stabilen Lösungen ($|\lambda| = 1$) führt.

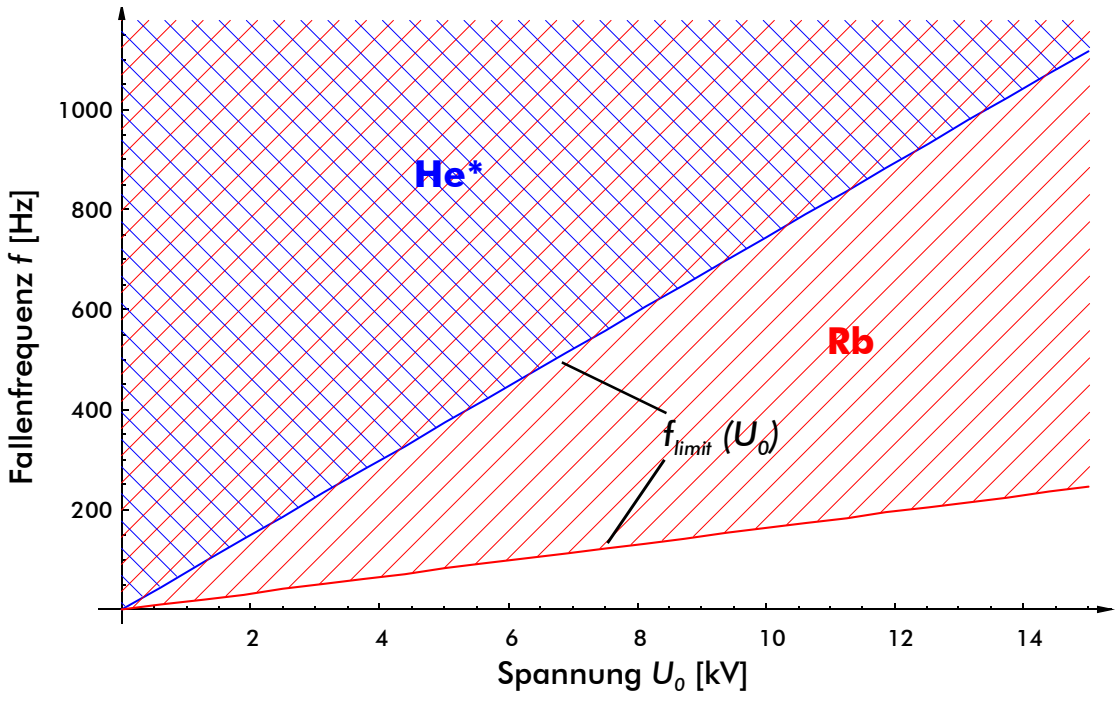


Abbildung 4.7 — Bereiche der Fallenparameter, die zu stabilen Lösungen gemäß $T\Omega \leq 3{,}75$ für He* und Rb führen. Die untere Grenze der Bereiche ist durch die Grenzfrequenz f_{limit} in Abhängigkeit von U_0 gegeben.

den in der Simulation bzw. im Experiment verwendeten Größen (siehe Tabelle 5.1). Der markierte Wertebereich oberhalb der Funktionsgraphen stellt nur theoretisch den möglichen Fallenparameterrahmen dar. Ob ein Teilchen gespeichert werden kann, hängt von dessen Energie und Startpunkt ab. Wie aus Abb. 4.7 zu entnehmen ist, führt der große Masseunterschied zwischen Helium und Rubidium zu höheren Grenzfrequenzen bei dem leichteren Element (Helium). Von vornherein ist damit bei gleichen Spannungen eine weitaus höhere Fallenfrequenz nötig, um Helium speichern zu können.

4.3.5 Potentialtiefe der elektrischen Falle

Das durch die zeitlich veränderlichen elektrischen Felder hervorgerufene effektive Fallenpotential läßt sich mittels des Pseudopotentialansatzes, wie er bei der Betrachtung von Ionen in einer Paul-Falle verwendet wird, bestimmen [Gho95]. Dabei ist es für die nachfolgenden Betrachtungen ausreichend, nur die Bewegung entlang der x-Achse zu berücksichtigen, da die Bewegungsgleichungen entkoppelt sind.

Der Ansatz macht von der Tatsache gebrauch, daß sich die Teilchenbewegung $x(t)$ innerhalb des Wechselfeldes aus einer langsamen Bewegung mit großer Amplitude $x_s(t)$ (der sog. Säkularbewegung) und einer schnellen Oszillationsbewegung mit kleiner Amplitude δ_x (der Mikrobewegung) zusammensetzt, d.h. es gilt:

$$x(t) = x_s(t) + \delta_x(t) \ .$$

Damit lauten die Bewegungsgleichungen für die beiden Schaltzustände:

$$\begin{aligned} &\text{I)} \quad (\ddot{x}_s(t) + \ddot{\delta}_x(t)) = +\Omega^2 \left(x_s(t) + \delta_x(t)\right) \qquad (0 < t \leq T/2) \\ &\text{II)} \quad (\ddot{x}_s(t) + \ddot{\delta}_x(t)) = -\Omega^2 \left(x_s(t) + \delta_x(t)\right) \qquad (T/2 < t \leq T) \end{aligned} \tag{4.12}$$

Betrachtet man die Charakteristiken der beiden Bewegungen, so gilt folgendes:

$$\delta_x(t) \ll x_s(t) \ , \qquad \frac{d\delta_x(t)}{dt} \gg \frac{dx_s(t)}{dt} \tag{4.13}$$

Der formale Ausdruck für die Mikrobewegung wird im allgemeinen unter Verwendung der in (4.13) geltenden Bedingungen durch zweimaliges Integrieren der sich ergebenen Differentialgleichung für δ_x berechnet. Dabei wird x_s als nahezu konstant bezogen auf die Periodendauer T betrachtet. Im hier vorliegenden Fall muß allerdings beachtet werden, daß die beiden Schaltzustände und somit die jeweils zu betrachtenen Bewegungsgleichungen nicht unabhängig voeinander behandelt werden können.
Für die erste Halbperiode (4.12 I)) gilt:

$$\ddot{\delta}_x(t) = +\Omega^2 x_s \quad \Rightarrow \quad \delta_x(t) = +\frac{1}{2}\Omega^2 x_s t^2 \tag{4.14}$$

Dabei wird vorausgesetzt, daß für die Anfangsbedingungen $\dot{\delta}_x(t=0) = 0$ und $\delta_x(t=0) = 0$ gelten. Einsetzen von (4.14) in (4.12 I)) liefert die Differentialgleichung für die Säkularbewegung in der ersten halben Periode:

$$\ddot{x}_{s,1}(t) = +\frac{1}{2}\Omega^4 x_s t^2 \tag{4.15}$$

Am Anfang der zweiten Halbperiode muß bei der Integration von $\ddot{\delta}_x$ berücksichtigt werden, daß für das Teilchen zum Zeitpunkt $t = T/2$ folgende Anfangsbedingungen gelten:

$$\delta_x(T/2) = +\frac{1}{8}\Omega^2 x_s T^2 \qquad \text{und} \qquad \dot{\delta}_x(T/2) = +\Omega^2 x_s T/2 \; . \tag{4.16}$$

Diese Terme gehen als Integrationskonstanten in die Berechnung von δ_x ein. Daraus folgt für die Mikrobewegung in der zweiten Hälfte der Periode:

$$\ddot{\delta}_x(t) = -\Omega^2 x_s \quad \Rightarrow \quad \delta_x(t) = \frac{1}{2}\Omega^2 x_s \left(\frac{1}{4}T^2 + Tt - t^2\right) \tag{4.17}$$

Entsprechend der ersten halben Periode werden die Ausdrücke in (4.17) in die Bewegungsgleichung der zweiten Schaltperiode (4.12 II)) eingesetzt; damit gilt dann für die Säkularbewegung:

$$\ddot{x}_{s,2}(t) = -\frac{1}{2}\Omega^4 x_s \left(\frac{1}{4}T^2 + Tt - t^2\right) \tag{4.18}$$

Die zeitlich gemittelte Beschleunigung der Säkularbewegung ($<\ddot{x}_s>_T$) resultiert aus der Kraft F_{Pseudo}, die das Teilchen im angenommenen Pseudopotential erfährt. Über eine Periode T betrachtet gilt:

$$\begin{aligned} <\ddot{x}_s>_T &= \frac{1}{T}\int_0^T \ddot{x}_s(t)\; dt = \frac{1}{T}\left(\int_0^{(T/2)} \ddot{x}_{s,1}(t)\; dt + \int_{(T/2)}^T \ddot{x}_{s,2}(t)\; dt\right) \\ &= -\frac{1}{12}\Omega^4 x_s T^2 \end{aligned} \tag{4.19}$$

Sei φ_{Falle} das gesuchte harmonische Fallenpotential, dann gilt für die Kraft in diesem Potential:

$$F_{Pseudo} = m_{Atom} \cdot <\ddot{x}_s>_T = -\frac{d}{dx}\,\varphi_{Falle} \tag{4.20}$$

Die Fallentiefe läßt sich nun durch Integration des Ausdrucks für F_{Pseudo} von $x_s = 0$ bis zum angenommenen Fallenrand $x_s = r_{max}$ bestimmen. Mit $T = 1/f$ (f: Fallenfrequenz) ergibt sich daraus das Fallenpotential φ_{Falle} zu:

$$\varphi_{Falle} = \frac{1}{24}\frac{m_{Atom}\Omega^4}{f^2} r_{max}^2 \tag{4.21}$$

Damit ist das auf diesem Wege ermittelte Fallenpotential um einen Faktor 4 größer bzw. tiefer als dasjenige, welches im Artikel von T. Junglen [JunT04] angegeben ist. Wie sich in den Simulationen später zeigt, gibt die hier hergeleitete Formel (4.21) die maximale Fallentiefe an, während die folgende das mittlere Fallenpotential angibt:

$$\bar{\varphi}_{Falle} = \frac{1}{96}\frac{m_{Atom}\Omega^4}{f^2} r_{max}^2 \tag{4.22}$$

Die maximal erreichbaren Fallenpotentialtiefen sowohl für He* als auch für Rubidium sind in Abb. 4.8 graphisch wiedergegeben. Dabei ist die Fallentiefe über der Anregungsfrequenz aufgetragen. Die Kurven stellen den Verlauf des Fallenpotentials für die angegebenen Spannungen dar. Als Grenze für die Fallentiefen erweist sich das im vorangegangenen Kapitel

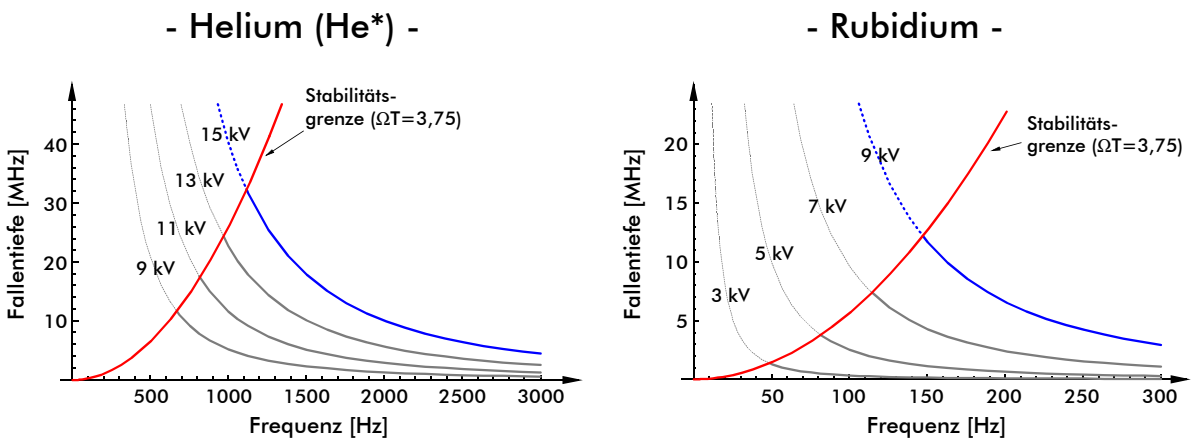


Abbildung 4.8 — Der Verlauf der Potentialtiefen in Abhängigkeit von der treibenden Frequenz f aufgetragen für die angegebenen Spannungswerte. Die eingezeichnete Stabilitätsgrenze begrenzt den Parameterbereich auf solche Werte, die zu stabilen Lösungen führen. Blau hervorgehoben ist die Kurve mit dem angestrebten experimentellen Spannungswert.

betrachtete Stabilitätskriterium für geschlossene Lösung ($\Omega T \leq 3{,}75$). Die Fallentiefen sind nur für die Parameter von Interesse, die auch dieses Stabilitätskriterium erfüllen. Auf die Graphiken bezogen bedeutet das, daß für sämtliche Parameterpaare (Spannung/Frequenz) unterhalb der Stabilitätsgrenze (durchgezogener Kurvenverlauf) stabile Lösungen existieren und zu entsprechenden Fallentiefen führen. Hervorgehoben ist die Kurve für die im Experiment angesetzte Spannung. Den Graphiken lassen sich somit folgende theoretische Fallentiefen entnehmen:

- **Helium**: $U = \pm 15\,\mathrm{kV},\ f = 1100\,\mathrm{Hz} \quad \Rightarrow \quad \varphi_{Falle} = 32\,\mathrm{MHz}$
- **Rubidium**: $U = \pm 9\,\mathrm{kV},\ f = 150\,\mathrm{Hz} \quad \Rightarrow \quad \varphi_{Falle} = 12\,\mathrm{MHz}$

4.4 Erste Simulationsrechnungen am Beispiel des He*

Bevor im nächsten Kapitel ausführlich die Ergebnisse der Simulationsrechnungen zur Entwicklung kalter Rubidiumensemble in der elektrischen Falle vorgestellt werden, sollen an dieser Stelle erste Simulationsrechnungen zur Speicherung von He* in der elektrischen Falle gezeigt werden. Zur Bestimmung der benötigten Fallenparametern wird ein Heliumatom mit einer Startgeschwindigkeit von ca. 0,7 m/s (entspricht ca. 80 µK) unter Einfluß des Wechselfeldes betrachtet. Die Lösung der Bewegungsgleichungen erfolgt dabei auf numerischem Wege unter Verwendung der *NDSolve*-Funktion in MATHEMATICA®. Die in Abb. 4.9 gezeigte Bahnkurve wurde mit dem in Tabelle 4.1 Parametersatz gerechnet. Die angenommene Fallengeometrie entspricht dabei der in Kapitel 6.3 vorgestellten Vier-Pol-Anordnung.

Fallenparameter		
Spannung U	[V]	15000
Frequenz f	[Hz]	1500
Startbedingungen des Heliumatoms		
Startposition		$x = 0\,,\ y = 0$
Startgeschwindigkeit	[m/s]	$v_x = -0{,}5\,,\ v_y = 0{,}5$
Fallengeometrie		
Abstand Fallenstab-Fallenzentrum a	[mm]	$1{,}5 \cdot \sqrt{2}$
Abstand Fallenstab-Koordinatenachse d	[mm]	1,5
Radius Fallenstab R	[mm]	0,25
atomare Eigenschaften		
Masse m_{He}	[kg]	$6{,}647 \cdot 10^{-27}$
Polarisierbarkeit ($2\,^3S_1$) α	[J/(V/m)^2]	$5{,}036 \cdot 10^{-39}$

Tabelle 4.1: Parametersatz zur Bestimmung der Teilchentrajektorie eines He*-Atoms in der elektrischen Falle.

Mit den Ausgangswerten, wie sie für die einzelne Trajektorie angesetzt wurden, kann nun auch der Bereich der Fallenparameter bestimmt werden, in dem das Teilchen gespeichert wird. Unter Vorgabe einer Fallenspannung U , die zwischen 7 kV und 16 kV schrittweise um 0,5 kV erhöht wird, werden für Frequenzen im Bereich von 500 - 3000 Hz die Bahnkurven berechnet. Dabei gilt das Teilchen als gespeichert, wenn es während der betrachteten Fallenlaufzeit ($t = 50$ ms) innerhalb des durch einen Radius von $r = 0{,}3 \cdot (a - R)$ definierten Fallenbereichs bleibt (siehe hierzu auch Kap. 5.3.2). Der Bereich der Frequenzen, die zu Bahnen innerhalb des Fallenvolumens führen, sind in der Graphik in Abb. 4.10 markiert. Für Atome mit den gewählten Anfangsbedingungen wirkt die Falle bei Spannungen unterhalb von 12 kV nicht speichernd. Je höher die angelegte Spannung ist, desto größer ist der Frequenzbereich, der zu geschlossenen Bahnen führt. Bei der im Experiment angestrebten Spannung von ±15 kV liegt der nutzbare Frequenzbereich zwischen 1200 Hz und 2000 Hz.

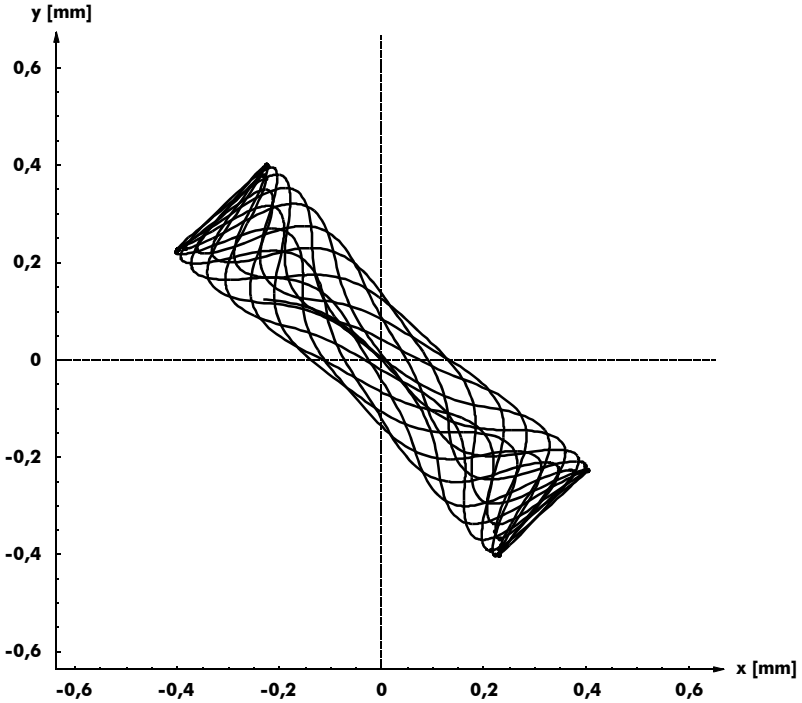


Abbildung 4.9 — Berechnete Trajektorie eines Heliumatoms innerhalb der zweidimensionalen elektro-dynamischen Falle.

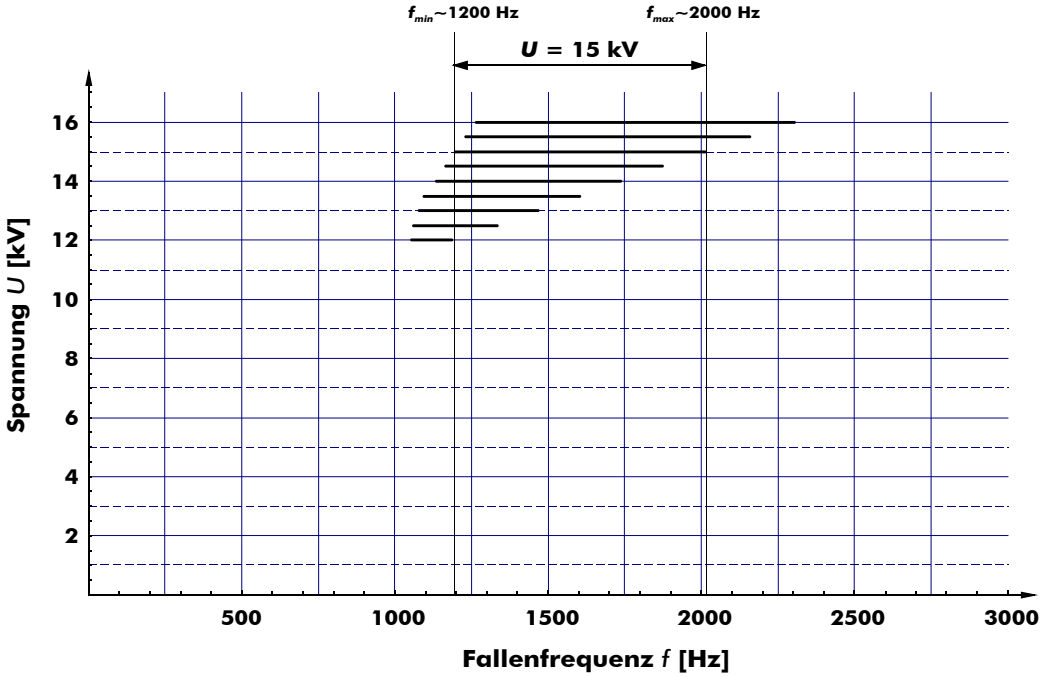


Abbildung 4.10 — Parameterbereich der elektrischen Falle für geschlossene Bahnen eines He*-Atoms. Gekennzeichnet ist der Bereich, in dem die Teilchentrajektorie eines He*-Atoms innerhalb des vorgegebenen Fallenvolumens bleibt. Besonders hervorgehoben ist der Frequenzbereich für eine Anregungsspannung von $U = 15\,\mathrm{kV}$.

5 Rubidium in einer elektrischen Falle – Simulationen

5.1 Einleitung

Die im vorangegangenen Kapitel hergeleiteten Bewegungsgleichungen für die in einer elektrischen Falle gespeicherten Atome sind die Grundlage der in diesem Kapitel beschriebenen numerischen Simulationen. Anhand der Simulationen von Ensemblen mit einigen 1000 Rubidiumatomen können neben dem Fallenparameterbereich (angelegte Spannung, Fallenfrequenz) Aussagen über die Effizienz (Wieviele der ursprünglich vorhandenen Atome werden über eine gewisse Zeit gespeichert?) und Potentialtiefe der Falle gemacht werden. Ausgangspunkt ist ein kaltes Rubidiumensemble mit dem Durchmesser und der Temperatur, wie sie in den Experimenten zur Rubidium-MOT bestimmt wurden. Es wird kurz auf das verwendete numerische Verfahren zur Lösung der Bewegungsgleichung eingegangen, wobei das benutzte C-Programm mit dem Ergebnis aus MATHEMATICA® verglichen und verifiziert wird; sämtliche nachfolgenden Simulationsrechnungen basieren auf diesem C-Code. Informationen über die Fallencharakteristiken bei unterschiedlichen Betriebsparametern liefert eine zur Bestimmung des Parameterbereichs durchgeführte Simulationsreihe. Dabei ist es möglich, die theoretischen Vorgaben (Stabilitätsbedingung, Fallentiefe) mit den Ergebnissen aus den Simulationen zu vergleichen. Die sich ergebenden Übereinstimmungen zeigen, daß die simulierten Ergebnisse verlässliche Daten liefern. In der späteren Auswertung der Experimente zur Speicherung von Rubidium in elektrischen Wechselfeldern kann daher auf Simulationsrechnungen, wie sie in diesem Kapitel vorgestellt werden, zurückgegriffen werden. Mit Blick auf die experimentelle Situation wird der Einfluß der Gravitationskraft anhand von Simulationen diskutiert. Ebenso ergibt sich aus der Betrachtung der zeitlichen Dichteentwicklung des gesamten Atomensembles für die nachfolgenden Experimenten ein geeigneter Zeitpunkt, die Rubidiumatome in der Falle zu detektieren.

5.2 Startbedingungen

5.2.1 Örtliche Verteilung

Der Startpunkt jedes Teilchens wird unabhängig von der Geschwindigkeit bei jedem Durchlauf der Simulationsroutine neu ermittelt. Dabei werden die prozentualen Anteile $p(x, y, z)$ der einzelnen Koordinaten x, y und z bezüglich der Teilchengesamtheit, unabhängig voneinander, über eine durch Gl. 5.1 beschriebene normierte Gaussverteilung bestimmt [Pre92].

$$p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \quad e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2} \qquad \text{mit} \quad \sigma = 1 \tag{5.1}$$

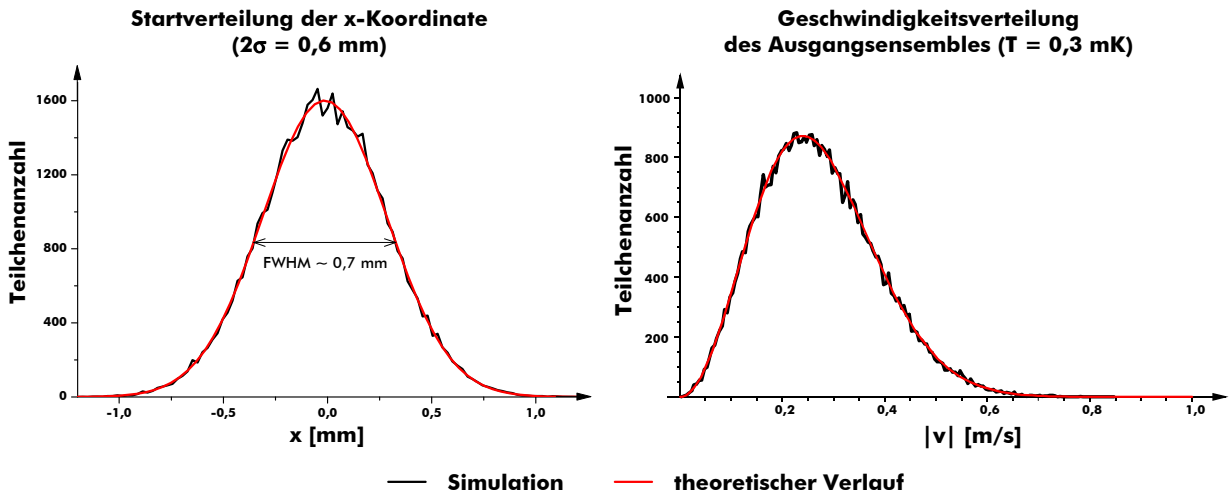


Abbildung 5.1 — links: Verteilung der Startwerte für die x-Ortskoordinate im erzeugten Ensemble von 50000 Teilchen; zugrunde liegt eine Gaussfunktion mit $\sigma = 0{,}3\,\mathrm{mm}$. rechts: Verteilung der Anfangsgeschwindigkeiten in der Simulation und als Vergleich der Funktionsverlauf der der angenommenen Temperatur von $T = 0{,}3\,\mathrm{mK}$ entsprechenden Maxwell-Boltzmann-Verteilung.

In der linken Graphik in Abb. 5.1 ist die Startverteilung bzgl. der x-Koordinate für 50000 Teilchen gezeigt. Die Verteilung hat eine vorgegebene 2σ-Breite von 0,6 mm, was einer Halbwertsbreite (FWHM) von 0,7 mm ($= 2\,\sigma\,\sqrt{\ln 4}$) entspricht.

5.2.2 Geschwindigkeitsverteilung

Neben der örtlichen Verteilung der Startpunkte der Teilchen spielt eine Größe, die das gesamte Ensemble charakterisiert, eine zentrale Rolle: die Temperatur bzw. die der Temperatur entsprechende Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung. Gemäß dieser durch die vorgegebene Temperatur eindeutig festgelegten Verteilung $f(v,T)$ (Gl. 5.2) erhalten die Teilchen des Ensembles eine zufällig bestimmte Startgeschwindigkeit, wobei anzumerken ist, daß sich die Geschwindigkeitsverteilung auf den Betrag der Geschwindigkeit bezieht und die Aufteilung der Geschwindigkeitskomponenten auf die drei Raumrichtungen durch die Bestimmung der in Kugelkoordinaten benutzten Winkel ϑ und ϕ erfolgt. Beide Winkel werden mittels Zufallszahl bestimmt, wobei ϕ zwischen 0° und 360° gleichverteilt ist, während θ noch aufgrund der vom Äquator zu den Polen abnehmenden Anzahl der möglichen Zustände mit einer Sinusfunktion gewichtet wird. Die sich damit ergebende Verteilung kann für verschiedene Ensembletemperaturen mit beliebiger Teilchenzahl erzeugt werden und wird in einem Datensatz abgelegt. Dieser wird dann der eigentlichen Simulationsroutine zur Initialisierung des Ensembles übergeben. Als Beispiel für eine simulierte Maxwell-Boltzmann-Verteilung ist in der rechten Graphik in Abb. 5.1 die Geschwindigkeitsverteilung für ein Ensemble bestehend aus 50000 Teilchen bei einer Temperatur von 0,3 mK gezeigt, die sehr gut mit dem theoretischen Verlauf der Verteilung übereinstimmt.

$$f(v,T) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{kT}{m_{Atom}}\right)^{-\frac{3}{2}} v^2 \exp\left(-\frac{m_{Atom} v^2}{2kT}\right); \tag{5.2}$$

Damit ergibt sich als Ausgangssituation folgendes Bild: Das in der Simulation erzeugte kalte Atomensemble, das zwischen den Elektroden der elektrischen Falle positioniert wird, hat, wie gezeigt, eine gaussförmig verteilte Dichte um den Ursprung und eine Geschwindigkeitsverteilung, die einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung für eine vorgewählte Temperatur T entspricht. Damit sollte hinreichend der Zustand charakterisiert worden sein, der nach dem Ausschalten der magneto-optischen Falle für die gespeicherten Rubidiumatome gilt.

5.3 Simulation eines Teilchenensembles

5.3.1 Einzelne Teilchentrajektorie

Die Simulation des betrachteten Teilchenensembles in der elektrischen Falle erfolgt mit Hilfe einer C-Routine, die ursprünglich für die Berechnung von Ionen in einer Paul-Falle geschrieben wurde [Eic04]. Die dabei zum Einsatz kommende numerische Methode zur Lösung der Bewegungsgleichungen (Gl. 4.7 in Kapitel 4.3) ist das Runge-Kutta-Verfahren 4. Ordnung [Pre92]. Die Funktionsweise des Lösungsalgorithmus wurde am Beispiel einer Trajektorie für ein Teilchen anhand von Vergleichssimulationen unter Einsatz der *NDSolve*-Funktion in MATHEMATICA® verifiziert. Hierbei konnte in einem direkten Vergleich unter Verwendung zweier verschiedener numerischer Lösungsverfahren (Runge-Kutta im C-Programm – Adams-Bashforth in MATHEMATICA®)[1] bei denselben Startbedingungen eine nahezu identische Trajektorie bestimmt werden (siehe Abb. 5.2).

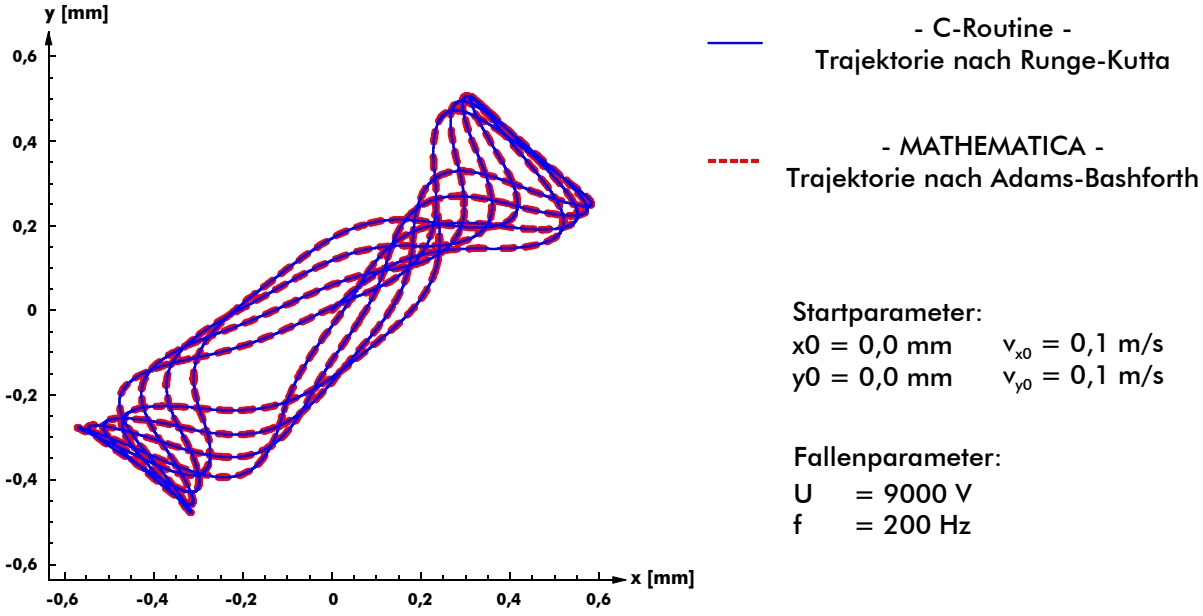


Abbildung 5.2 — Verwendung zweier verschiedener numerischer Lösungsverfahren zur Berechnung einer Teilchentrajektorie im sich drehenden elektrischen Feld.

[1] Zu den verschiedenen numerischen Verfahren siehe [Schw97]

5.3.2 Gültigkeitsbereich des genäherten Starkpotentials

In das Starkpotential geht die um den Nullpunkt entwickelte quadratische elektrische Feldstärke ein. Damit wird das reale Starkpotential in ein harmonisches Potential $\varphi_{Stark} \propto U_0(x^2 - y^2)$ überführt:

$$\varphi_{Stark}(x,y) = -\frac{8\alpha {U_0}^2}{d^4 \left(\ln \frac{(-2a+R)^2}{R^2}\right)^2}(d^2 + x^2 - y^2) \ .$$

Die in den Simulationen verwendeten Bewegungsgleichungen basieren auf dem approximierten Fallenpotential. Um jetzt Aussagen über die Effizienz der Falle machen zu können, ist es von Interesse, für welchen räumlichen Fallenbereich diese Näherung mit dem realen Fallenpotential übereinstimmt und ab welchem Radius um den Ursprung die Näherung abweicht. Der in den Simulationen betrachtete Radius des Speicherbereiches r_{Falle} ergibt sich aus dem Abstand Fallenzentrum–Elektrodenoberfläche r ($r = a - R$ mit a, R aus Abb. 4.2a, Kapitel 4.3) und einem Vorfaktor k_r ($k_r \in]0 \ldots 1[$), der den Gültigkeitsbereich für die Verwendung des genäherten Starkpotentials festlegt, zu: $r_{Falle} = k_r \cdot r$.

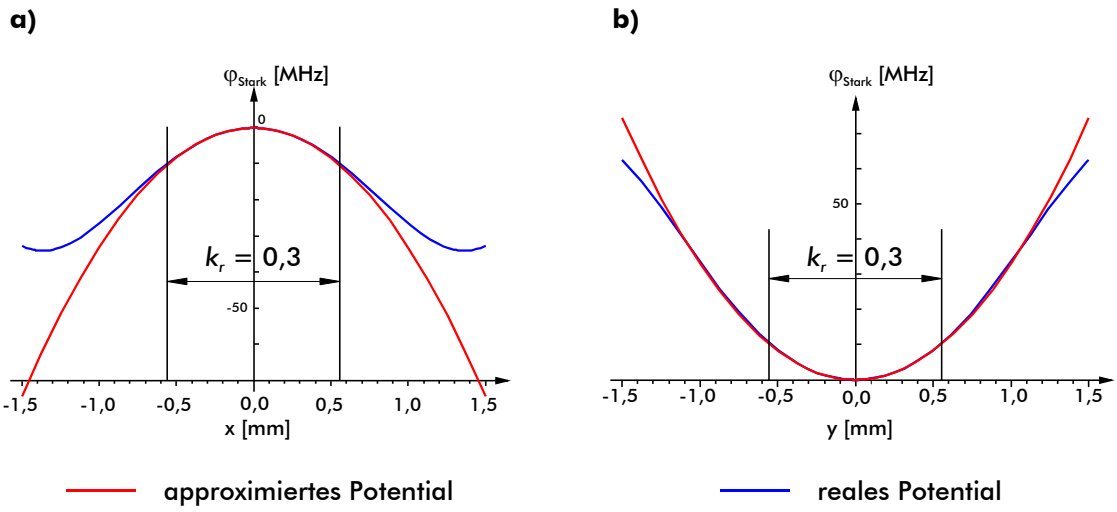


Abbildung 5.3 — Das wirkende Fallenpotential – ein Vergleich zwischen realem und harmonisch genähertem Verlauf.
Der Potentialverlauf entlang (a) der x-Achse, (b) der y-Achse.
Hervorgehoben ist der Bereich, in dem beide Potentiale übereinstimmen. Der sich aus dem Vorfaktor k_r ergebende Radiuswert beträgt $r_{Falle} \approx 0{,}56\,\text{mm}$.

Ein Vergleich des realen mit dem approximierten Potentialverlauf entlang der x- bzw. y-Achse ist in Abb. 5.3 gezeigt. Markiert ist der maximale Bereich, in dem das genäherte Potential dem tatsächlichen Verlauf entspricht. Der angegeben Faktor $k_r = 0{,}3$ führt zu einem Fallenradius von $r_{Falle} \approx 0{,}56\,\text{mm}$. Dieser Radius dient bei der späteren Betrachtung der Bahnen einzelner Teilchen als Abbruchbedingung, d.h. bleibt die Bahn des betrachteten Teilchens während einer vorgegebenen Zeit innerhalb dieses Radius, so gilt es als gespeichert. Bei der Betrachtung eines Teilchenensembles gelten die Teilchen, die sich über den Radius hinaus bewegen, für die Falle als verloren.

5.3.3 Parameterbereich der elektrischen Falle

Um sich einen Überblick zu verschaffen, unter welchen Bedingungen die zweidimensionale elektrische Falle funktioniert, wird eine Serie von Simulationen durchgerechnet, bei denen unter gleichbleibender Ausgangssituation die Werte für die angelegte Spannung und Fallenfrequenz in einem weiten Bereich variiert werden. Als Startkonfiguration des kalten Rubidiumensembles dient eine Teilchenverteilung, deren räumliche Verteilung und Geschwindigkeitsverteilung gemäß den in Abschnitt 5.2 beschriebenen Verfahren erzeugt wurden. Das dynamische Verhalten der Teilchen in der x-y-Ebene wird durch die Bewegungsgleichungen (Gl. 4.7), die sich aus dem Betrieb der Falle mit Rechteckspannung ergeben, beschrieben. Entlang der z-Achse wird eine unendliche Ausdehnung der Fallenstäbe angenommen, so daß in diese Richtung keine Kräfte wirken.

Fallenparameter		
Spannungsbereich ΔU	[V]	2000-11000
Frequenzbereich Δf	[Hz]	10-2000
Startbedingungen der Rubidiumwolke		
Teilchenanzahl N		10000
Wolkendurchmesser $D = 2\sigma$	[mm]	0,5
Temperatur T	[mK]	0,3
Fallenradius in xy-Ebene	[mm]	0,00056
Mindestanteil gespeicherter Teilchen		0,5%
Simulationsparameter		
Laufzeit t	[s]	$5 \cdot 10^{-2}$
Zeitschrittweite Δt	[s]	$1 \cdot 10^{-5}$
Fallengeometrie		
Abstand Fallenstab-Fallenzentrum a	[mm]	$1{,}5 \cdot \sqrt{2}$
Abstand Fallenstab-Koordinatenachse d	[mm]	1,5
Radius Fallenstab R	[mm]	0,25
atomare Eigenschaften		
Masse m_{Rb}	[kg]	$144{,}316 \cdot 10^{-27}$
Polarisierbarkeit ($5\,^2S_{1/2}$) α	[J/(V/m)^2]	$5{,}2628 \cdot 10^{-39}$

Tabelle 5.1: Übersicht der in der Simulation benutzten Größen und Einstellungen

Die Trajektorien der einzelnen Teilchen des Ensembles werden numerisch mit Hilfe des Runge-Kutta-Verfahrens berechnet, wobei pro Zeitschritt die neuen Orts- und Geschwindigkeitswerte der Gesamtheit aller Teilchen bestimmt werden. Die Wirkung der Gravitationskraft wird in diesen Simulationen nicht berücksichtigt, da ihr Einfluß im nachhinein, wie später gezeigt wird (Kapitel 5.3.6), durch Variation der an den oberen Elektrodenstäben anliegenden Spannungen ausgeglichen werden kann. Als geometrische Grenze des Fallenbereichs wird der im vorangegangenen Abschnitt definierte Fallenradius $r_{Falle} = 0{,}56\,\text{mm}$

angenommen. Die Teilchen, die den Fallenbereich verlassen, gelten als verloren und werden im weiteren Verlauf der Simulationen nicht mehr betrachtet. Als Fallenbetriebsdauer wird eine Zeit von 50 ms angenommen. Wenn nach Ablauf dieser Zeit im betrachteten Bereich mehr als 0,5% der Startteilchenanzahl ($N_0 = 10000$) vorhanden sind, so wird dies als Speicherung der verbliebenen Teilchen definiert. Das Durchfahren der Parameter geschieht, indem bei einem vorgegebenen Spannungswert die Fallenfrequenz variiert wird. Dabei wird die Spannung zwischen 2 und 11 kV in 500 V-Schritten geändert und die Frequenz jeweils zwischen 10 und 2000 Hz in 20 Hz-Schritten erhöht. Die Grenzfrequenzen, ab denen die Falle in einen speichernden bzw. nicht mehr speichernden Zustand wechselt, werden für jede Spannung notiert. Eine Zusammenfassung der Parameter für diese Simulationen ist schließlich in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Der Bereich der Fallenparameter, die zur Speicherung von Rubidiumatomen führen, ist graphisch in Abb. 5.4 gezeigt. Daraus ist ersichtlich, daß schon bei Fallenspannungen von 2,5 kV im Frequenzbereich zwischen 45 und 85 Hz eine Speicherung von einem gewissen Anteil von Atomen erfolgen kann. Wird die Fallenspannung erhöht, so ändert sich die untere Grenzfrequenz nur im Bereich von 45-180 Hz, dabei allerdings nahezu linear. Die obere Grenzfrequenz variiert in weitaus größeren Bereichen: von 85 Hz bei 2,5 kV steigt sie an auf ca. 1800 Hz bei 11 kV. Damit ist der Wertebereich für eine funktionierende elektrische Falle vorgegeben. Es zeigt sich hieraus, daß es prinzipiell möglich ist, auch bei Spannungen weit unterhalb der angestrebten 9 kV mit der Falle Atome zu speichern.

Warum es nun doch sinnvoll ist, mit der maximal möglichen Spannung die Experimente durchzuführen, zeigt ein Blick auf die Effektivität der Falle bei den verschiedenen Betriebsparametern. Dafür wurde der Anteil der Atome, die am Ende jedes Simulationsdurchlaufs noch im betrachteten Bereich vorhanden waren, zusammen mit der jeweiligen Fallenfrequenz und -spannung aufgezeichnet. Der Verlauf der Speicherrate N/N_0 in Abhängigkeit von der treibenden Frequenz f ist für mehrere Spannungen in Abb. 5.5 gezeigt. Aufgrund der Abbruchbedingungen im nichtspeichernden Fall liegt die Grundlinie bei einem Wert von 0,005 (= 0,5%). Aus der Graphik ist zu entnehmen, daß bei einer Spannung von 9 kV als maximaler Anteil ca. 9% der Teilchen des betrachteten Ensembles bei einer Frequenz von 210 Hz gespeichert werden können. In einem Frequenzbereich von 180-250 Hz lassen sich mehr als 7% der anfänglichen Teilchen speichern. Diese Raten können nur als oberste Grenzwerte für die gespeicherten Atome angesehen werden, da sie nur auf die xy-Ebene bezogen sind und das Auseinanderdriften entlang der z-Achse nicht berücksichtigen. Bei den späteren Vergleichen der Teilchenzahlentwicklung mit und ohne elektrische Falle wird die z-Achse immer auf den Bereich beschränkt bleiben, der letztendlich vom Detektionsbereich des Photomultipliers abgedeckt wird.

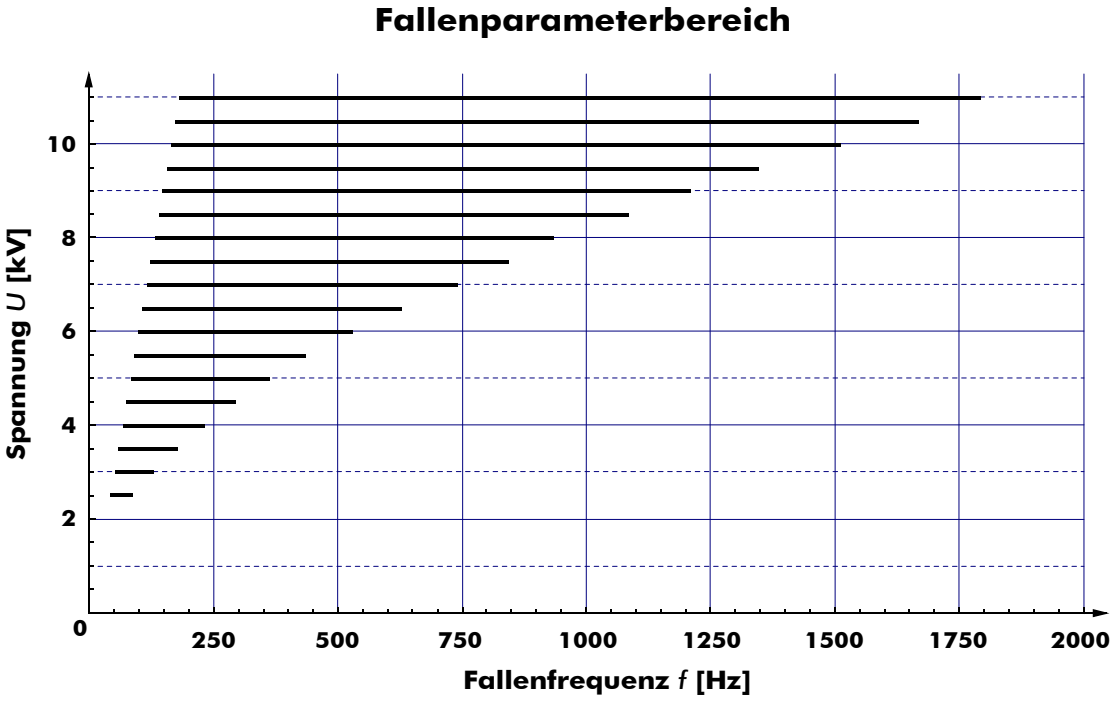


Abbildung 5.4 — Parameterbereich, in dem die elektrische Falle einen Anteil von mindestens 0,5% eines Ensembles mit 10000 Teilchen über einen Zeitraum von 50 ms speichert, am Beispiel eines Rubidiumensembles mit einer Temperatur von 0,3 mK und einem Durchmesser von 0,6 mm.

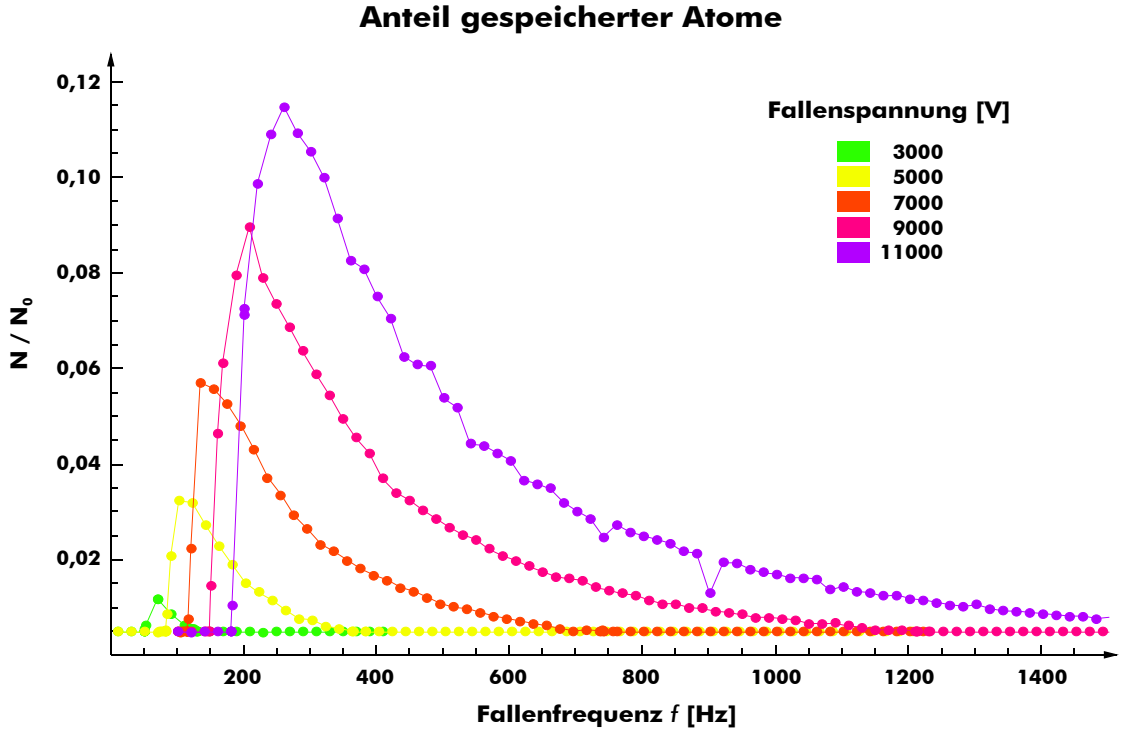


Abbildung 5.5 — Aufgetragen ist der Anteil gespeicherter Atome über der Fallenfrequenz bei den angegebenen Spannungen. Die Verbindungslinie dient zur besseren Übersicht und soll keinen Funktionsverlauf darstellen.

5.3.4 Betrachtung der Grenzfrequenzen

Im Folgenden soll kurz auf die Eigenschaften der Grenzfrequenzen des in Abb.5.4 gezeigten Parameterbereichs eingegangen werden. Wie sich zeigt, kann der Verlauf beider Frequenzen aus den Fallencharakteristiken erklärt werden.

Untere Grenzfrequenz

Die untere Grenzfrequenz markiert den Übergang von instabilen zu stabilen Lösungen der Bewegungsgleichungen. Die Stabilitätsuntersuchungen für eine elektrische Falle, die mit Rechteckspannung betrieben wird, sind schon im Theorieteil Kapitel 4.3.4 behandelt worden. Als Konsequenz aus dieser Betrachtung ergibt sich aus der dort hergeleiteten Stabilitätsbedingung $|\Omega T| \leq 3{,}75$ ein Ausdruck für die untere Grenzfrequenz f_{lim} in Abhängigkeit von der angelegten Spannung U. Unter Ersetzung von Ω aus Gl. 4.7 und $T = 1/f$ für die Periodendauer gilt für $f_{lim}(U)$:

$$f_{lim}(U) = \frac{4}{3{,}75} \frac{U}{d^2 \ln\left(\frac{-2a+R}{R}\right)^2} \sqrt{\frac{\alpha}{m_{Rb}}} \tag{5.3}$$

Verhalten sich nun die unteren Grenzfrequenzen, die sich aus den Simulationen ergeben, entsprechend den aus der Gl. 5.3 theoretisch vorhergesagten Frequenzen? In Abb. 5.6 sind zum einen die unteren Grenzfrequenzen aus der Simulation als Punkte eingetragen, zum anderen ist der Funktionsgraph der sich aus der Stabilitätsbedingung ergebenden Frequenz f_{lim} als durchgezogene Linie eingezeichnet. Es zeigt sich ein hohes Maß an Übereinstimmung, wenngleich die durch die Simulation erlangten Werte systematisch oberhalb der theoretischen Kurve liegen. Grund dafür dürften die Randbedingungen in den Simulationsrechnungen sein: die Abbruchbedingung, daß 0,5% der Teilchen im Fallenvolumen vorhanden sein müssen, und die geometrische Einschränkung des Fallenbereichs.

Obere Grenzfrequenz

Bezogen auf die Stabilitätsbetrachtungen existieren für alle Parameterbereiche, die die Bedingung $|\Omega T| \leq 3{,}75$ erfüllen, stabile Lösungen. Da die Periodendauer T mit zunehmender Frequenz abnimmt, gibt es gerade auch für die hohen Fallenfrequenzen stabile Lösungen. Daß hierbei jedoch eine obere Grenzfrequenz existiert, resultiert aus der mit steigender Frequenz abnehmenden Potentialtiefe der elektrischen Falle. Aus der Formel für das Fallenpotential (Gl. 4.21) ergibt sich eine Frequenzabhängigkeit $\varphi_{Falle}(f) \sim 1/f^2$. Die Falle geht in einen quasi nichtspeichernden Zustand über, sobald der Anteil speicherfähiger Atome (Atome mit entsprechend geringer kinetischer Energie) unter der, in diesem Fall willkürlich, festgesetzten Grenze von 0,5% der Anfangsatomanzahl liegt. Damit ist anzunehmen, daß die Fallentiefe, die sich bei der Fallenspannung und der zugehörigen Grenzfrequenz ergibt, nahezu konstant sein sollte. Bestätigt wird diese Annahme durch die in Abb. 5.7 gezeigte Graphik, wobei das Fallenpotential nach Gl. 4.21 unter Einsatz der Grenzfrequenz und der dazugehörgen Fallenspannung bestimmt worden ist.

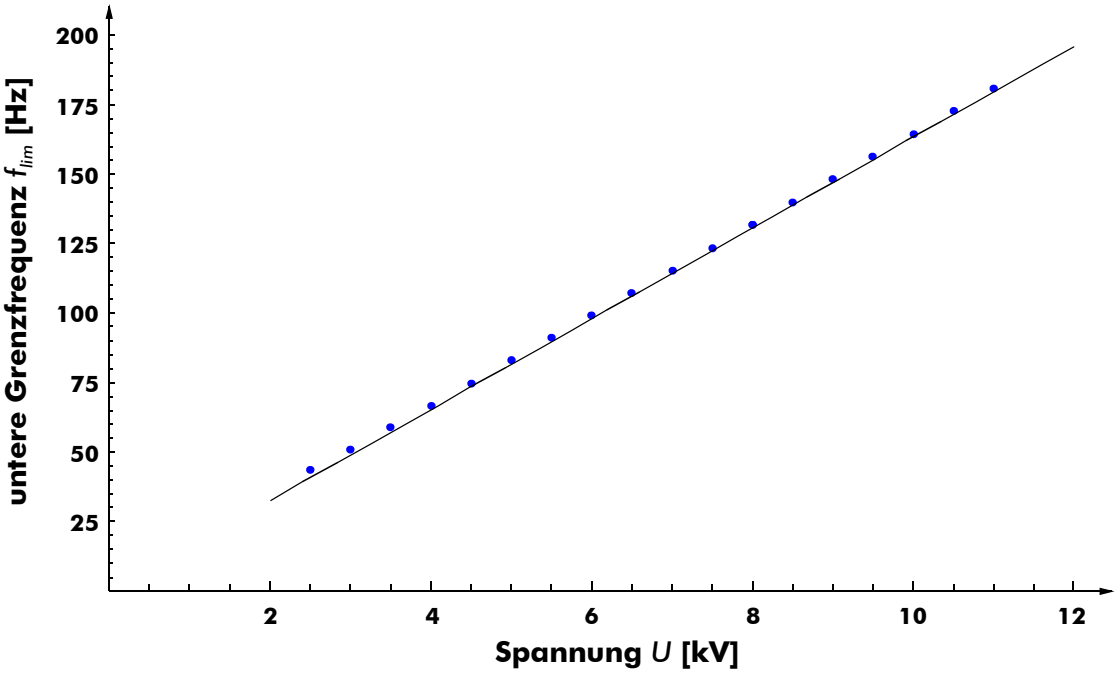


Abbildung 5.6 — Vergleich der theoretischen unteren Grenzfrequenz (durchgezogene Linie) (Gl. 5.3) mit den aus der Simulation erhaltenen Grenzfrequenzen (blaue Punkte).

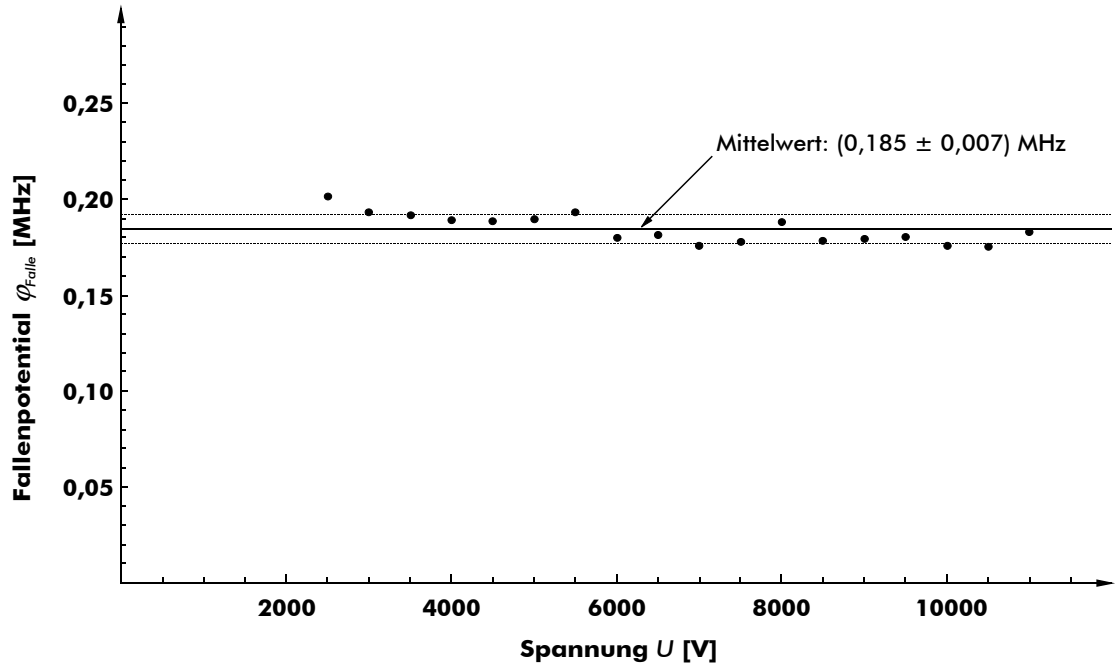


Abbildung 5.7 — Potentialtiefe $\varphi_{Falle}(U)$ bei der oberen Grenzfrequenz $f_{ob.Grenze}$, aufgetragen über die Fallenspannung U.

5.3.5 Das mittlere Fallenpotential in der Simulation

Aus den durchgeführten Simulationen lassen sich nun indirekt Aussagen über die jeweilige Fallentiefe gewinnen. Dafür werden die Initialisierungsdaten derjenigen Teilchen betrachtet, die auch nach 50 ms noch im Fallenbereich zu finden sind. Aus den Anfangsgeschwindigkeiten v_{x0}, v_{y0} (Betrachtung des zweidimensionalen Falls, die z-Komponente wird nicht berücksichtigt) läßt sich dann die gemittelte kinetische Energie der Teilchen bestimmen:

$$\overline{E_{kin}} = \frac{1}{N(t = 50\,\mathrm{ms})} \sum_{i=1}^{N(t=50\,\mathrm{ms})} \frac{m_{Rb}}{2} {v_{0i}}^2$$

Der Verlauf der aus den Simulationsdaten gewonnenen Werte für die mittlere kinetische Energie $\overline{E_{kin}}$ in Abhängigkeit von der Fallenfrequenz f ist für unterschiedliche Fallenspannungen U in der Graphik in Abb. 5.8 gezeigt. Besonders hervorgehoben ist der maximale Energiewert bei der im Experiment benutzten Spannung von $U = 9\,\mathrm{kV}$. Die Energie liegt bei 2,1 MHz[2], was einer Temperatur[3] von $\sim 67\,\mu\mathrm{K}$ entspricht. Dieser Wert wird bei einer Fallenfrequenz von $f = 148\,\mathrm{Hz}$ erreicht. Bei dieser Frequenz ist allerdings die Effizienz der Falle, wie aus Abb. 5.5 ersichtlich, noch relativ gering ($N/N_0 \sim 1{,}5\%$). Bei den im Experiment eingestellten Fallenfrequenzen ($f = 200\,\mathrm{Hz}$ bzw. $f = 250\,\mathrm{Hz}$) ist der Anteil gespeicherter Atome deutlich größer.

Aus der berechneten mittleren kinetischen Energie derjenigen Teilchen, die in der Falle tatsächlich gespeichert werden, sollte sich direkt die Tiefe des wirkenden Fallenpotentials ableiten lassen; im Endeffekt muß gelten:

$$\varphi_{Falle} \geq \overline{E_{kin}}$$

Interessant ist nun der Vergleich des theoretischen Fallenpotentials φ_{Falle} (4.21) mit den aus der Simulation resultierenden Werten für die kinetische Energie. Aus dem graphischen Verlauf der Fallentiefe φ_{Falle} in Abb. 4.8 zeigt sich, daß im direkten Vergleich die Werte für die mittlere kinetische Energie nur ein Viertel des nach (4.21) ausgerechneten Potentialwertes ergeben. Paßt man jedoch die simulierten Werte mit dem Potentialausdruck aus [JunT04] (4.22) an, so ist eine deutliche Übereinstimmung zu erkennen. Eine Auswahl von Kurven aus Abb. 5.8 verbunden mit den jeweiligen theoretischen Fallenpotentialverläufen nach (4.22) ist in Abb. 5.9 zusammengefaßt. Auffallend bei diesem Vergleich ist die mit steigender Fallenspannung zunehmende Abweichung der Werte aus der Simulation vom theoretischen Potentialverlauf. Bis zu einer Potentialtiefe von 1-1,2 MHz stimmen die simulierten und theoretisch berechneten Werte sehr gut überein. Bei Werten oberhalb dieser Grenze liegen die simulierten Werte systematisch unterhalb des theoretischen Kurvenverlaufs, wobei mit wachsendem Fallenpotential die Abweichungen größer werden. Als Ursache für diesen Unterschied muß in Betracht gezogen werden, daß die Anfangsverteilung der Atome eine räumliche Ausdehnung besitzt. Somit existiert eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, daß Teilchen, deren Energie prinzipiell nicht ausreichen sollte die Falle zu verlassen, aufgrund ihrer Startposition und anfänglichen Bewegungsrichtung aus der Falle hinausdiffundieren können.

[2] Im Bereich der Atomfallenphysik ist eine Energieangabe in MHz gebräuchlich; es gilt: $E = 1\,\mathrm{MHz} \mathrel{\hat{=}} \sim 4{,}1 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{eV}$

[3] $< E_{kin} >= \frac{3}{2} k_B T$ im hier vorliegenden Falle eines idealen Gases

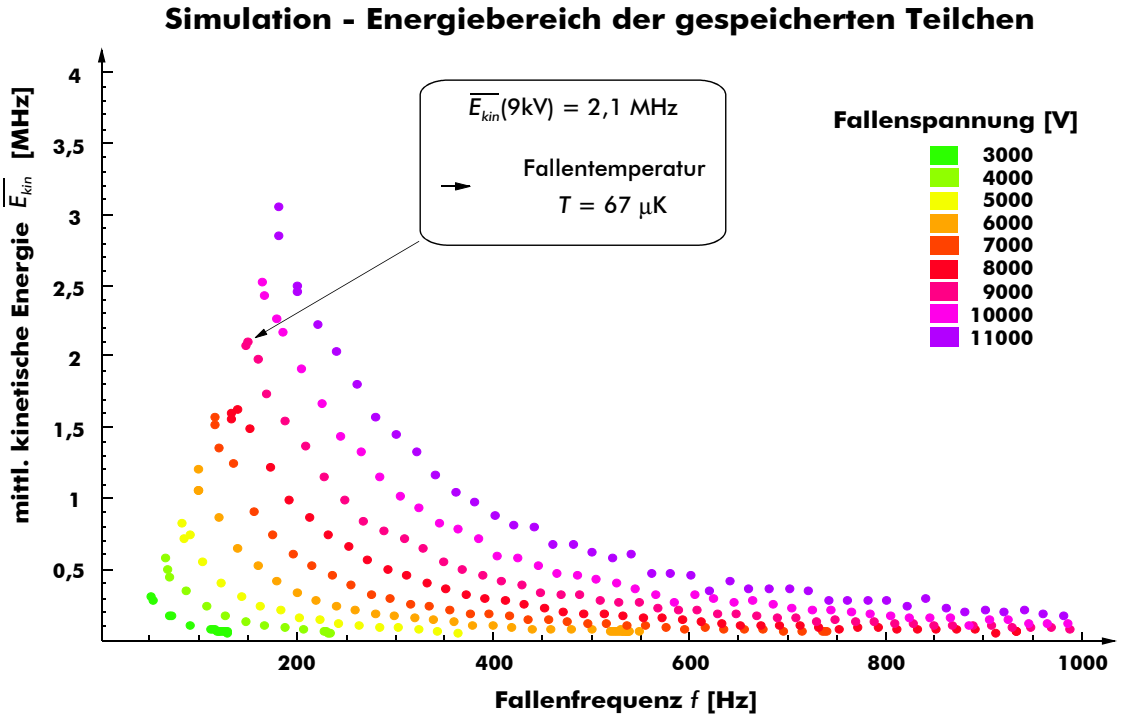


Abbildung 5.8 — Die mittlere kinetische Energie der Teilchen, die bei den angegebenen Fallenparametern gespeichert werden.

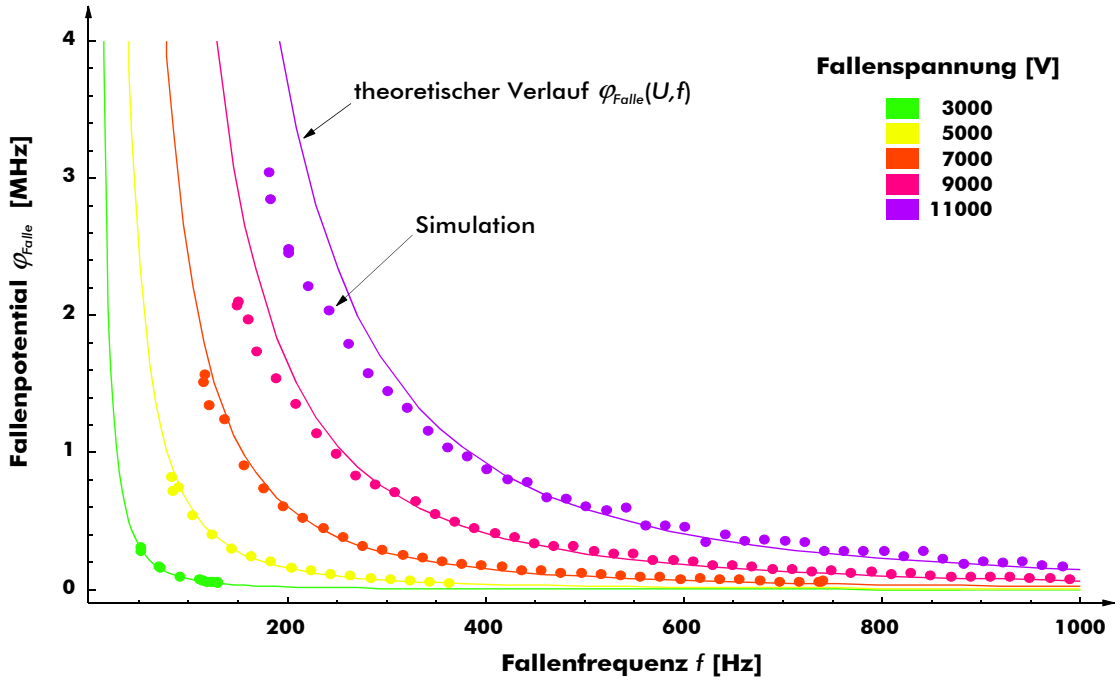


Abbildung 5.9 — Der Verlauf der mittleren Fallentiefe in Abhängigkeit von der treibenden Frequenz f bei unterschiedlichen Spannungen. Den durchgehenden theoretischen Kurven sind ausgewählte Kurven der mittleren kinetischen Energie der gespeicherten Teilchen aus den Simulationen (Abb. 5.8) als Vergleich hinzugefügt.

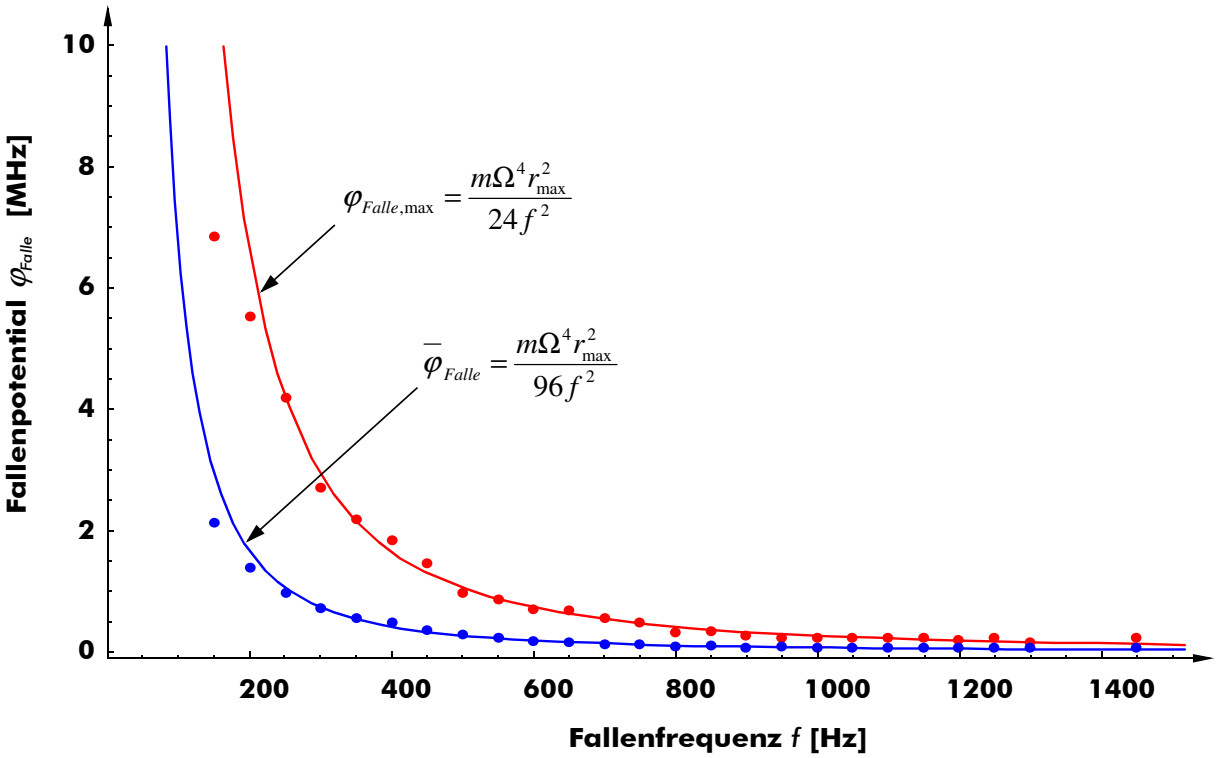


Abbildung 5.10 — Vergleich Theorie und Simulation für $U_0 = \pm 9\,\mathrm{kV}$. Die Werte der Simulationen geben einerseits die maximale kinetische Energie gespeicherter Teilchen an (rot) und andererseits die über alle gespeicherten Teil chen gemittelte kinetische Anfangsenergie (blau) an. Die entsprechenden Kurven geben den theoretischen Potentialverlauf unter Verwendung der angegebenen Potentialausdrücke an.

Inwiefern das tatsächliche Fallenpotential φ_{Falle} (4.21) auch aus den Simulationen hergeleitet werden kann, zeigt die Betrachtung der maximal möglichen kinetischen Energie, mit der ein Teilchen gespeichert werden kann, in Abhängigkeit von der Fallenfrequenz f. In einem direkten Vergleich zwischen den Verläufen der mittleren kinetischen Energie mit der maximalen kinetischen Einzelenergie, zeigt sich eindeutig, wie die beiden verschiedenen theoretischen Potentialausdrücke zu deuten sind (Abb. 5.10):

- Das aus dem Pseudopotential entwickelte Fallenpotential φ_{Falle} gibt die maximale Fallentiefe an;
  sie liegt bei Rubidium bei bis zu 7 MHz (für $f = 150\,\mathrm{Hz}$ und $U = \pm 9\,\mathrm{kV}$)

- Das in [JunT04] angegebene Potential $\bar{\varphi}_{Falle}$ entspricht einem mittleren Fallenpotential und kann bei der Betrachtung von zu speichernden Atomensemble als Richtgröße angenommen werden;
  die mittlere Potentialtiefe für Rubidium liegt dann bei $\sim 2\,\mathrm{MHz}$.

Zusammenfassend seien an dieser Stelle die maximalen und mittleren kinetischen Energien $E_{kin,max}$ und $\overline{E_{kin}}$ aus den Simulationen mit den dazu äquivalenten Temperaturen T_{Falle} in Tabelle 5.2 aufgeführt. Zusätzlich werden in dieser Tabelle auch die für die Fallenparameter theoretisch nach Gl. 4.21 bzw. nach Gl. 4.22 berechneten maximalen bzw. mittleren Fallentiefen φ_{Falle} und $\bar{\varphi}_{Falle}$ mit den entsprechenden Temperaturen angegeben.

	Simulation				Theorie (nach Gl. 4.21, 4.22)			
Frequenz [Hz]	$\overline{E_{kin}}$	T_{Falle}	$E_{kin,max}$	T_{Falle}	$\bar{\varphi}_{Falle}$	T_{Falle}	φ_{Falle}	T_{Falle}
200	1,4	45	5,6	180	1,6	51	6,6	211
250	1,0	32	4,2	134	1,1	35	4,2	134

Tabelle 5.2: Fallenpotential – Ergebnis der Simulation bei einer angelegten Spannung von $U = 9\,\mathrm{kV}$ und Vergleich der Energien mit der theoretisch berechneten Fallentiefe. $[\overline{E_{kin}}, E_{kin,max}, \bar{\varphi}_{Falle}, \varphi_{Falle}]$: MHz, $[T_{Falle}]$: µK

5.3.6 Einbeziehung der Gravitationskraft

Als Abschluß dieses Simulationskapitels wird der Frage nachgegangen, inwieweit die Gravitation Einfluß auf die Speichereigenschaften der elektrischen Falle hat. Die bisherigen Simulationsrechnungen bezüglich der Fallencharakteristiken sind ohne Berücksichtigung der im realen Experiment wirkenden Gravitationskraft durchgeführt worden. Zur Abschätzung der Größenordnung des Einflusses der Gravitation ist es nicht uninteressant, die mittlere Beschleuningung, die ein Teilchen innerhalb der elektrischen Falle erfährt, zu bestimmen. Hierfür kann entlang der nach der Zeit t parametrisierten Bahnkurve $\mathbf{r}(t)$ an den jeweiligen Punkten (x, y) die sich nach den Bewegungsgleichungen Gl. 4.7 ergebene Beschleunigung $\ddot{\mathbf{r}}(x, y, t)$ bestimmt werden und diese dann nach Aufsummierung entlang der gesamten Kurve durch die Anzahl frei wählbarer Zeitintervalle Δt dividiert werden. Somit läßt sich für das zeitliche Mittel der wirkenden Beschleunigung schreiben:

$$\langle \ddot{\mathbf{r}} \rangle = \frac{\Delta t}{t_{max}} \sum_{N=0}^{N=t_{max}/\Delta t} \sqrt{\ddot{x}(x, y, N \cdot \Delta t)^2 + \ddot{y}(x, y, N \cdot \Delta t)^2} \tag{5.4}$$

Die aus dieser Gleichung ermittelte Beschleunigung für eine Trajektorie ohne Gravitationswirkung beträgt ca. $70\,\mathrm{m/s^2}$. Die Daten hierfür sind der Bahnkurve aus Abb. 5.11a entnommen, wobei $t_{max} = 0{,}2\,\mathrm{s}$ und $\Delta t = 10^{-6}\,\mathrm{s}$ angenommen wurden. Die Erdbeschleunigung ist zwar mit $g \approx 9{,}81\,\mathrm{m/s^2}$ deutlich geringer (nur 15% der Fallenkraft), sie wirkt aber zu jeder Zeit an jedem Punkt in dieselbe Richtung und beeinflußt somit den Bahnverlauf, wie gezeigt wird, recht deutlich.

Aus weiteren Simulationen ergibt sich schließlich, daß die Gravitationskraft in jeder Fallenkonfiguration (angelegte Spannung, Fallenfrequenz) durch ein Ungleichgewicht in den Spannungen an den Elektroden kompensiert werden kann. Dabei wird an den oberen Elektroden eine konstante Zusatzspannung angelegt, die das Fallenpotentialzentrum ohne Gravitation nach oben hin verschieben würde, unter Einfluß der Gravitation allerdings wieder in den eigentlichen Nullpunkt verschiebt.

Konkret ist der Einfluß der Gravitation auf eine Teilchentrajektorie in den Graphiken in Abb. 5.11 gezeigt. Für alle drei gezeigten Trajektorien gelten zum einen dieselben Startbedingungen (Ort: $x_0 = y_0 = 0{,}1\,\mathrm{mm}$ und Geschwindigkeit: $v_{x0} = v_{y_0} = 0{,}02\,\mathrm{m/s}$), wie auch die gleichen Fallenparameter (angelegte Spannung: $U_0 = 9000\,\mathrm{V}$, Fallenfrequenz: $f = 250\,\mathrm{Hz}$).

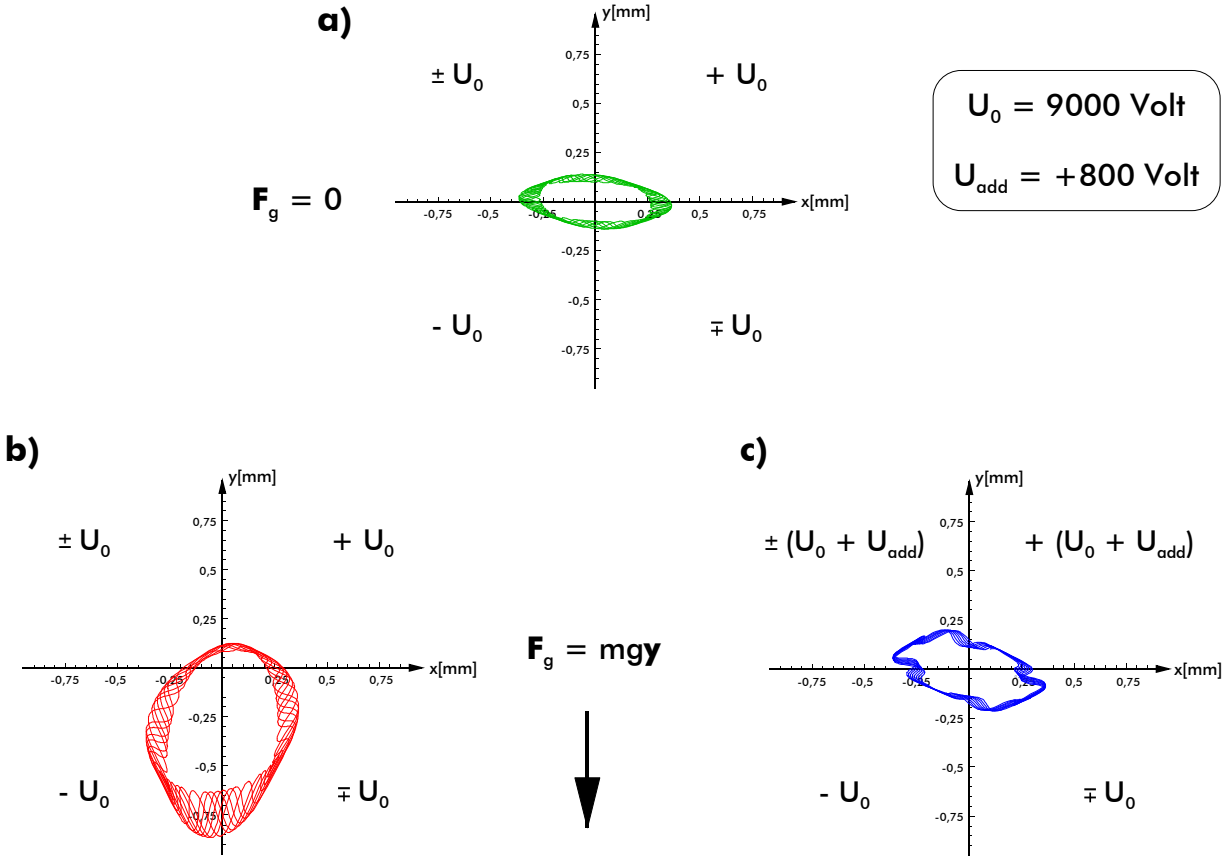


Abbildung 5.11 — Auswirkung der Gravitationskraft auf das gespeicherte Teilchen und die Kompensation durch Anlegen einer Zusatzspannung an die oberen beiden Fallenstäbe. Gezeigt sind Teilchentrajektorien mit identischen Startbedingungen (Ort und Geschwindigkeit) bei unterschiedlichen äußeren Einflüssen.
a) keine Gravitationswirkung, Fallenspannung allgemein $U_0 = 9000\,\mathrm{V}$
b) Gravitationswirkung in negativer y-Richtung unter Beibehaltung der angelegten Spannungen führt zu einer sichtbaren Verformung der Trajektorie in y-Richtung.
c) Der Einfluß der Gravitation wird durch die zusätzliche Spannung $U_{add} = +800\,\mathrm{V}$ an den oberen Fallenstäben kompensiert, die Trajektorie rückt wieder deutlich ins Fallenzentrum.

5.4 Die Dynamik eines gespeicherten Ensembles

Das dynamische Verhalten der unter dem Einfluß des elektrischen Wechselfeldes in der elektrischen Falle befindlichen Atome läßt sich anhand der Bilderserie in Abb. 5.12 studieren. Die dabei der Simulation zugrundeliegenden Parameter sind die im Experiment eingestellten Werte für die Frequenz ($f = 250\,\mathrm{Hz}$) und die Spannung ($U = 9000\,\mathrm{V}$) unter Berücksichtigung der wirkenden Gravitation und der damit einhergehenden Ausgleichsspannung $U_{add} = 800\,\mathrm{V}$ an den oberen Stäben. Die Bilder sind *Screenshots* der graphischen Ausgabe der Simulation. Sie zeigen alle 2 ms die Teilchenverteilung in der Fallenebene (xy-Ebene). Zusätzlich angegeben ist das Vorzeichen der Spannung der in den Quadranten liegenden Elektroden, die aufgrund des Maßstabs nicht gezeigt sind; die Markierungen auf den Achsen entsprechen jeweils 1 mm vom Ursprung aus. Die Wechselspannung liegt an den Elektroden im II. bzw. IV. Quadranten. Der sich mit der Zeit abzeichnende Kreis mit einem Radius von 0,56 mm entspricht dem Bereich, der in der Simulation als Fallenbereich betrachtet wird. Innerhalb dieses Bereichs stimmt das genäherte harmonische Potential mit dem realen Potential überein. Den Kreis bilden nun diejenigen Teilchen, welche das Fallenvolumen verlassen und nicht mehr in der Trajektorienberechnung berücksichtig werden. Die Teilchen, die sich außerhalb des Kreises befinden, haben ihre Startpostion schon dort und werden deshalb nicht weiter betrachtet.

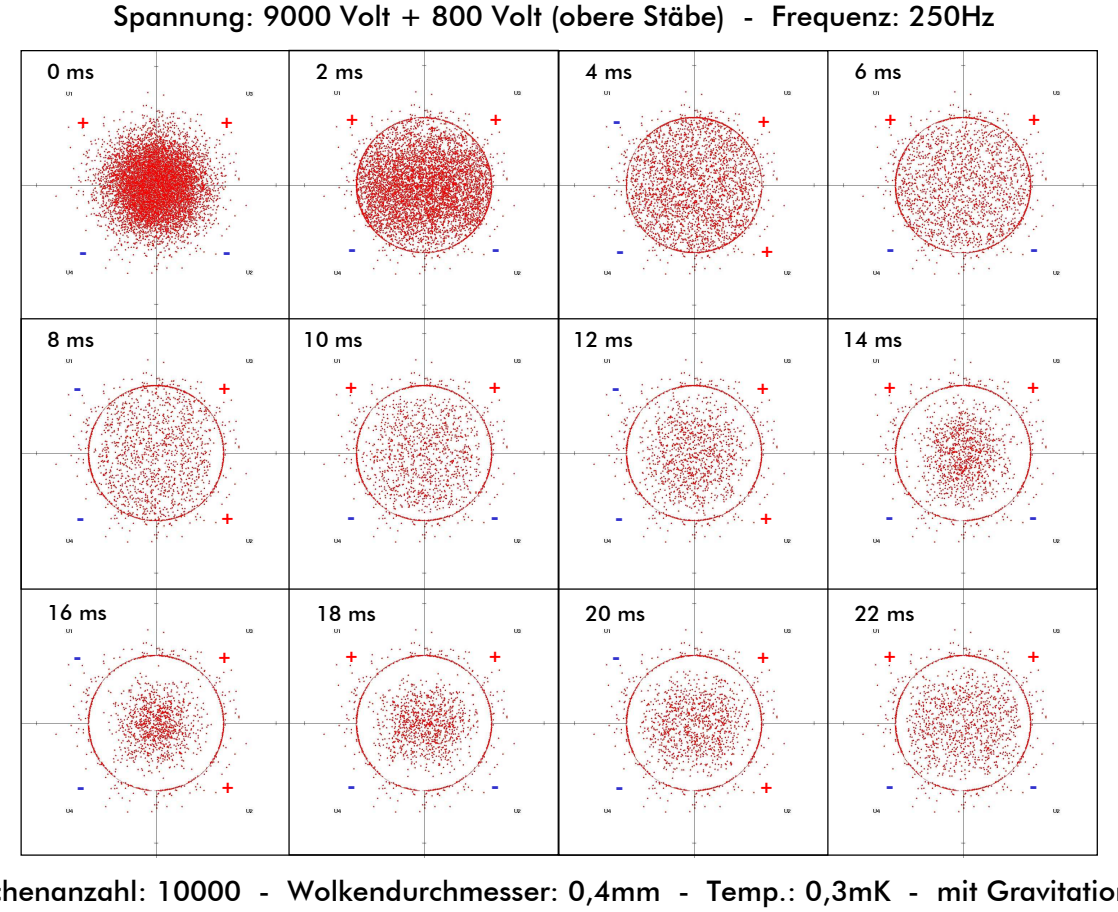


Abbildung 5.12 — Die simulierte Dynamik des in der elektrischen Falle gespeicherten Teilchenensembles.

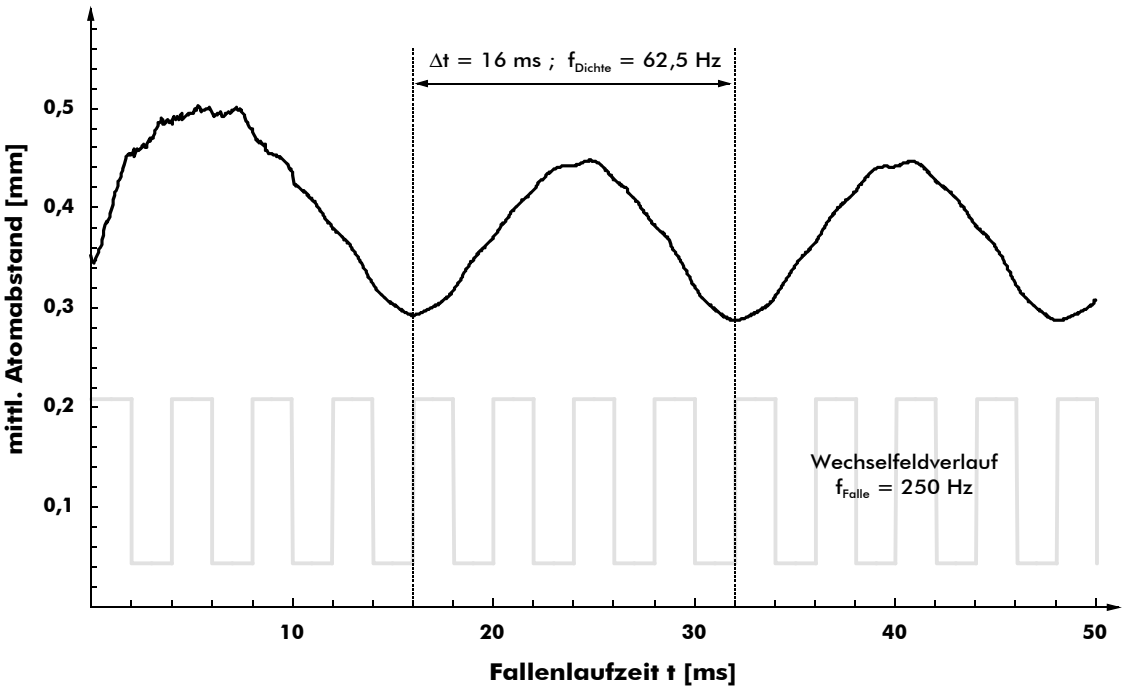


Abbildung 5.13 — Der aus der Simulation gewonnene zeitliche Verlauf des mittleren Teilchenabstandes in der elektrischen Falle.

Aus dieser Bilderserie ergibt sich, daß sich die Dichte im Fallenzentrum nach ca. 16 ms merklich erhöht und danach wieder abnimmt. Ermittelt man als Maß für die Atomdichte den mittleren Abstand derjenigen Atome, die sich im betrachteten Fallenvolumen befinden, und trägt diesen über der Laufzeit der Falle auf, so erhält man den in Abb. 5.13 gezeigten zeitlichen Verlauf. Die dabei über einen Zeitraum von 50 ms aufgezeichnete Dichteentwicklung zeigt ein periodisches Verhalten mit einer Periodendauer von $T = 16\,\text{ms}$, was einer Frequenz von $f_{Dichte} = 62{,}5\,\text{Hz}$ entspricht. Als erste Konsequenz aus dieser Simulation ergibt sich für das Experiment, daß bei den gewählten Parametern nach einer Betriebsdauer von 16 ms die Dichte der Atome entlang der Fallenachse deutlich zunimmt, wodurch die Effizienz des Nachweises, der ja auf der Fluoreszenz der gespeicherten Atome beruht, zu diesem Zeitpunkt maximal sein würde.

5.4.1 Untersuchung der Dichteschwankungen

Aus dem gezeigten Verhalten des Atomensembles in der Simulation ergibt sich die Frage nach dem Ursprung dieser Frequenz. Bei der Betrachtung einzelner Trajektorien in einer Falle, die auf dem Paul-Fallen-Prinizp des sich drehenden Potentialsattels beruht, zeigt sich, daß sich die Bewegung als amplitudenmodulierte Schwingung betrachten läßt. Das Teilchen führt eine langsame periodische Bewegung mit großer Amplitude aus, der eine schnelle Bewegung mit kleiner Amplitude (die Mikrobewegung) überlagert ist. Die Frequenz der langsamen Oszillation, die sog. Säkularfrequenz, entspricht der Schwingungsfrequenz des Teilchens in einem, dem wirkenden Fallenpotential entsprechenden, harmonischen Pseudopotential. Die Frequenz der schnellen Oszillation spiegelt die Anregungsfrequenz wider. Analysiert man die Bahnbewegung eines Teilchens dahingehend, daß der Betrag seines Ortsvektors

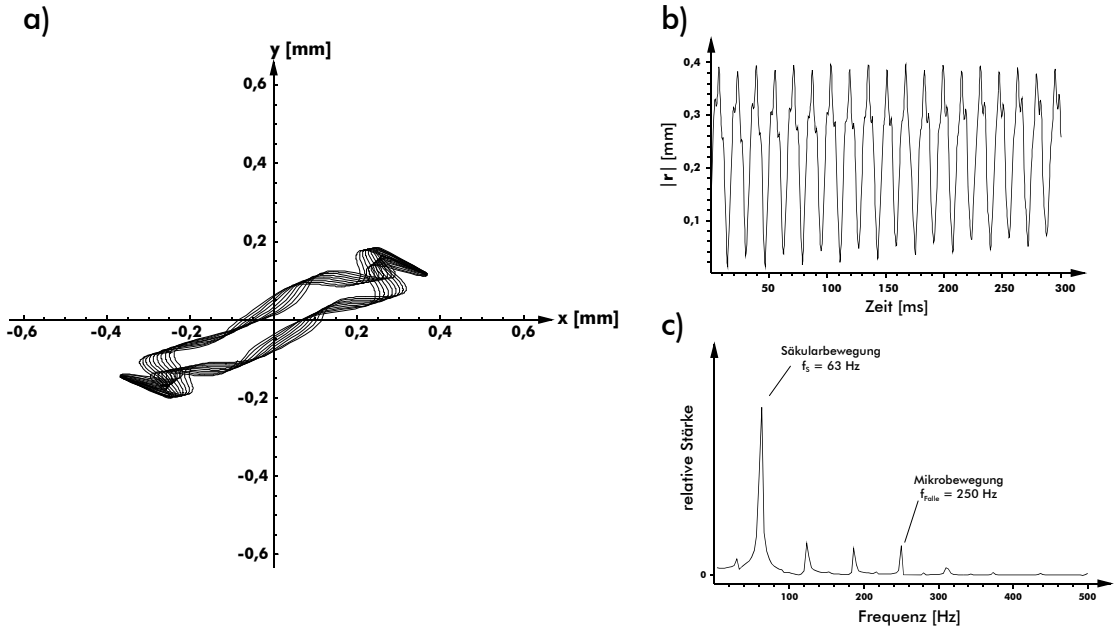


Abbildung 5.14 — Simulation eines gespeicherten Teilchens in der elektrischen Falle.
a) Trajektorie – **b)** zeitliche Entwicklung von $|\mathbf{r}|$
c) Das aus **b)** erhaltene Frequenzspektrum mit den beiden signifikanten Frequenzen f_S und F_{Falle}.

($|\mathbf{r}|(t) = \sqrt{x(t)^2 + y(t)^2}$) über der Zeit aufgetragen wird, so können mit Hilfe der Fourieranalyse die beteiligten Frequenzen herausextrahiert werden. Im Frequenzspektrum müssen demnach zwei Frequenzen deutlich hervortreten, zum einen die Anregungsfrequenz, zum anderen aber auch die Säkularfrequenz. In Abb. 5.14 wird die Trajektorie eines Teilchens gezeigt, welches unter Verwendung der oben genannten Fallenparameter gespeichert wird. Neben der Bahn ist zusätzlich die zeitliche Entwicklung des Abstandes des Teilchens zum Fallenzentrum ($|\mathbf{r}|(t)$) dargestellt. Das daraus resultierende Frequenzspektrum zeigt zum einen ein Signal bei der Anregungsfrequenz von 250 Hz. Der dominierende *Peak* rührt jedoch von der Säkularbewegung her und befindet sich bei einer Frequenz von ca. 63 Hz. Dieser Wert liegt nun ziemlich nahe bei der Frequenz, mit der sich die Dichte des gespeicherten Teilchenensembles ändert. Haben beide Frequenzen den gleichen Ursprung, d.h. die Frequenz der Dichteveränderung im gespeicherten Ensemble entspricht der Säkularfrequenz der Falle, so müssen sich die Frequenzen in beiden Fällen unter Änderung der Fallenparameter analog verhalten. Sowohl für das Teilchenensemble, wie auch für ein einzelnes Teilchen wurden die Säkularfrequenzen bei unterschiedlichen Fallenfrequenzen ermittelt und in der Graphik in Abb. 5.15 aufgetragen. Die geringen Abweichungen lassen den Schluß zu, daß die Dichteschwankung des Teilchenensembles tatsächlich eine direkte Folge des in der Falle wirkenden Pseudopotentials ist.

In Abb. 5.15 ist zusätzlich der theoretisch zu erwartende Verlauf der Säkularfrequenz eingezeichnet. Die theoretischen Werte für die Säkularfrequenz lassen sich aufgrund der in Kapitel 4.3.5 aufgestellten Bewegungsgleichung für die Säkularbewegung (Gl. 4.19) bestimmen. Diese Gleichung hat die Form einer Schwingungsgleichung in einem harmonischen Potential, für die gilt:

$$\ddot{x}(t) = -\omega^2 x(t) \quad ,$$

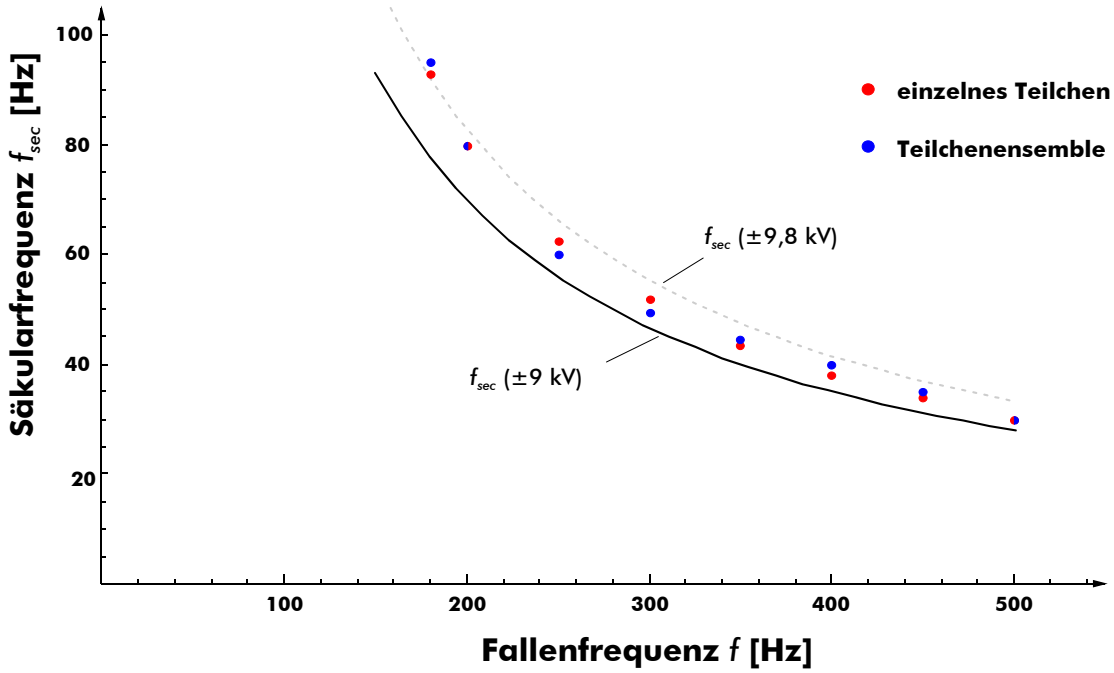


Abbildung 5.15 — Vergleich der auftretenden Säkularfrequenzen bei der Simulation eines einzelnen Teilchens und eines Teilchenensembles (angelegte Fallenspannung: $U_0 = 9000\,\mathrm{V}$, $U_{add} = +800\,\mathrm{V}$). Zusätzlich ist der aus der Theorie zu erwartende Verlauf der Säkularfrequenz in Abhängigkeit der Fallenfrequenz für $U_0 = \pm 9$ und $\pm 9{,}8\,\mathrm{kV}$ eingezeichnet.

wobei ω die Kreisfrequenz der Schwingung angibt. Auf das hier vorliegende Pseudopotential bezogen ergibt sich aus Gl. 4.19:

$$< \ddot{x}_s >_T = -\frac{1}{12 f^2}\Omega^4 x_s \qquad \Rightarrow \qquad \omega^2 = (2\pi f_{sec})^2 = \frac{1}{12 f^2}\Omega^4 \tag{5.5}$$

Dabei entspricht f_{sec} der Säkularfrequenz. Für angelegte Spannungen von $U_0 = \pm 9\,\mathrm{kV}$ ergibt sich ein Kurvenverlauf, der durchweg unterhalb der aus den Simulationen erhaltenen Werte liegt. Im Gegensatz zu den Simulationsrechnungen wird in der Theorie nicht die Gravitationswirkung miteinbezogen. Im realen Experiment werden zum Gravitationsausgleich an den oberen Fallenstäben um 800 V erhöhte Spannungen angelegt, was auch in den Simulationen berücksichtigt wird. Die simulierten Säkularfrequenzwerte entsprechen also denjenigen für eine mittlere Fallenspannung, die größer als die angenommenen $\pm 9\,\mathrm{kV}$ ist. Wird an jedem Fallenstab eine Spannung von $\pm 9{,}8\,\mathrm{kV}$ angelegt, so verschiebt sich der theoretische Säkularfrequenzverlauf zu höheren Frequenzen und liegt jetzt ab Frequenzen von 200 Hz über den simulierten Werten. Die effektive Fallenspannung liegt demnach zwischen $\pm 9\,\mathrm{kV}$ und $\pm 9{,}8\,\mathrm{kV}$.

5.5 Zusammenfassung der Simulationsergebnisse

Die in diesem Kapitel vorgestellten Simulationen zur Speicherung eines kalten Rubidiumensembles in elektrischen Wechselfeldern zeigen, unter welchen Bedingungen bei der vorgegebe-

nen Ausgangssituation bezüglich des betrachteten Teilchenensembles und der Geometrie der eingesetzten Elektrodenstruktur eine effiziente Speicherung möglich ist. Für die folgenden Experimente läßt sich festhalten, daß bei Spannungen von $U_0 = 9000\,\mathrm{V}$ bei einer Fallenfrequenz von $f = 200-250\,\mathrm{Hz}$ ein Anteil von mehr als 7% der in der MOT gespeicherten Atome in die elektrische Falle übertragen werden könnte. Die dabei erreichbaren Fallentiefen betragen $32-45\,\mu\mathrm{K}$. Der Einfluß der Gravitation kann durch eine konstante zusätzliche Spannung U_{add}, die an die oberen Elektroden angelegt wird, ausgeglichen werden. Als Spannungswert wird von $U_{add} = +800\,\mathrm{V}$ ausgegangen. Die im letzten Abschnitt behandelte Dynamik eines gespeicherten Teilchenensembles führt zu dem interessanten Aspekt, daß sich die Dichte der Teilchen im Zentrum der Falle mit einer Frequenz, die als die Säkularfrequenz der elektrischen Falle identifiziert und auch theoretisch bestätigt werden konnte, periodisch verändert. Dieses Verhalten hat unmittelbare Konsequenzen auf das Experiment. Der Nachweis der in der elektrischen Falle verbliebenen Rubidiumatome sollte demnach zu dem Zeitpunkt stattfinden, an dem im Fallenzentrum die höchste Dichte herrscht, d.h. bei den vorgesehenen Spannungs- und Frequenzparametern ca. 16 ms nach Einschalten der elektrischen Falle.

6 Experimenteller Aufbau der elektrischen Falle

6.1 Einleitung

Im Anschluß an die Theoriebetrachtungen einer elektrischen Falle für neutrale Atome stellt sich die Frage, inwieweit es technisch möglich ist, eine solche Falle zu realisieren. Hauptgedanke dabei ist der Einsatz der elektrischen Falle bzw. des Fallenprinzips zur kontrollierten Führung von Atomen in Kollisionsexperimenten mit ultrakalten Stoßpartnern. Damit steht von vornherein fest, daß das Interesse in erster Linie dem zweidimensionalen Speichern innerhalb der elektrischen Wechselfelder gilt. Der schon in den Simulationen angenommene Elektrodenaufbau geht von einer Quadrupolanordnung mit vier „unendlich langen“ Fallenstäben aus. Der benötigte Hochspannungsverlauf wird aufgrund der Verfügbarkeit schneller Hochspannungsschalter durch Anlegen einer Rechteckspannung realisiert, wobei die Simulationen zeigen, daß in einem ersten Testaufbau die Anzahl der Schalter dahingehend minimiert werden kann, daß nur zwei Elektroden geschaltet werden, während an den anderen beiden eine konstante Spannung anliegt.

Bedingungen an die Hochspannungsschalter

Wie aus den Simulationen hervorgeht, sind gewisse Anforderungen an die Beschaltung der Elektroden zu stellen. Ausgehend von den Parametern, die zur Speicherung von metastabilem Helium in der elektrischen Falle notwendig sind, muß der Aufbau der Hochspannungsschalter folgende Maximalbedingungen erfüllen:

maximal zu schaltende Spannungen [kV]	±15
maximale Frequenz [kHz]	2
zeitlicher Spannungsverlauf	Rechteck

Um das Prinzip der Wechselwirkung zwischen den dynamischen elektrischen Feldern und neutralen Atomen zu demonstrieren, kommen die Hochspannungsschalter jedoch zuerst bei der Untersuchung des Einflusses der elektrischen Wechselfelder auf kalte Rubidiumatome zum Einsatz. Im Vergleich zum metastabilen Helium können die Fallenparameter für Rubidium wesentlich moderater gewählt werden:

zu schaltende Spannungen [kV]	±9
Frequenz [kHz]	0,2 - 0,3
zeitlicher Spannungsverlauf	ebenfalls Rechteck

Der Aufbau der Schalter erfolgt dennoch mit Blick auf die maximalen Betriebsparameter; das Rubidiumexperiment gibt einem somit die Gelegenheit, sich mit den Eigenarten und dem Verhalten der Hochspannungsschalter vertraut zu machen, ohne daß die Schalter beschädigt werden.

Bedingungen an den Elektrodenaufbau

Ebenso gelten für den Elektrodenaufbau Bedingungen, die sich aus den experimentellen Vorgaben ergeben. Aufgrund der geringen Potentialtiefe der elektrischen Falle müssen die zu fangenden Atome in einem ersten Schritt in einer magneto-optischen Falle vorgekühlt und gespeichert werden. Stellt man nun sicher, daß das Zentrum der MOT mit dem Zentrum der elektrischen Falle zusammenfällt, so kann das Umladen der Atome aus der MOT in die elektrische Falle durch Ausschalten der MOT und gleichzeitigem Einschalten der elektrischen Falle realisiert werden. Wie aber aus der Graphik in Abb. 6.1 ersichtlich wird, bedingt das Betreiben der MOT innerhalb der Elektrodenstruktur, daß zum einen das Verhältnis der lichten Weite zwischen den Elektroden zum Elektrodendurchmesser groß ist und zum anderen, daß die Halterungen der Elektrodenstäbe die Laserstrahlen der MOT nicht einschränken. Die Anforderungen führen zu folgenden geometrischen Abmaßen:

Fallenstabdurchmesser [mm]	0,5
lichte Weite zwischen den Fallenstäben [mm]	2,5
Abstand zwischen den Stabhalterungen [mm]	40

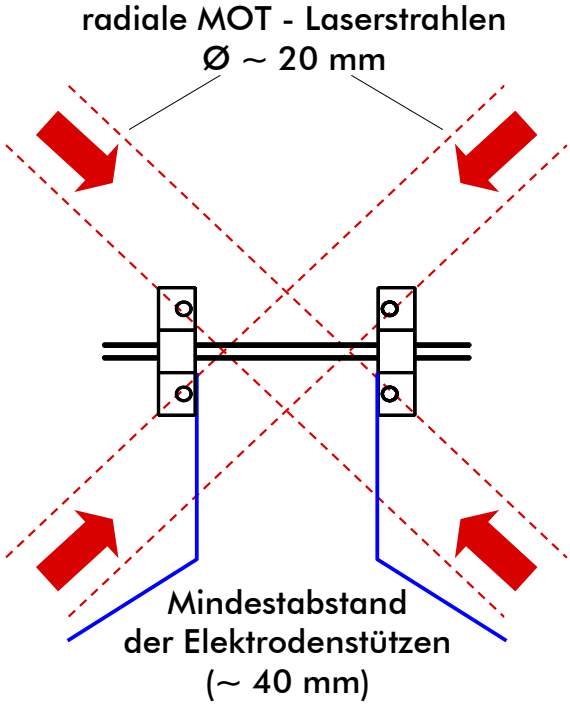


Abbildung 6.1 — Geometrische Randbedingungen für den Aufbau der elektrischen Falle im Zentrum einer MOT. Der Abstand zwischen den Fallenstabstützen muß so groß sein, daß die Stützen die MOT-Laserstrahlen nicht abschatten.

6.2 Aufbau und Eigenschaften der eingesetzten Hochspannungsschalter

6.2.1 Erzeugung von Hochspannungspulsen

Es gibt eine Vielzahl von Einsatzbereichen, in denen gepulste Hochspannungsquellen mit schnellen Schaltflanken zur Verfügung stehen müssen, wie z. B. in Treibern für Pockelszellen, beim gepulsten Betrieb von Ionenröhren, für die Feldplattenbeschaltung bei Flugzeitmessungen oder zum Schalten von elektrischen Feldern zur Ablenkung von Strahlen geladener Teilchen. Während bei einigen Anwendungen nur eine schnelle Anstiegsflanke im Vordergrund steht und das Abklingverhalten nicht relevant ist, gibt es Bereiche, bei denen beide Schaltflanken steil sein müssen, d.h. der Ausschaltvorgang auch aktiv geschaltet werden muß. Im ersten Fall ist ein Schalter ausreichend (Abb. 6.2 a), im zweiten Fall werden zwei Schalter benötigt, wobei das Schaltschema als *Push-Pull*-Schaltung bezeichnet wird und für die Erzeugung von rechteckförmigen Spannungsverläufen prädestiniert ist (Abb. 6.2 b). Aus den gezeigten Schaltbeispielen geht der prinzipielle Aufbau zum Schalten von Hochspannung hervor. Der Gesamtaufbau besteht aus vier Segmenten, die aufeinander abgestimmt sein müssen (in Klammern stehen die Bezeichnungen in den Skizzen in Abb. 6.2):

- **Versorgungsgeräte ($\pm$ HV):** liefern die zu schaltenden Spannungen
- **Stützkondensatoren (C_B):** werden von den Hochspannungsgeräten aufgeladen und stellen zur Erzielung kürzester Schaltzeiten die notwendige Ladungsmenge zur Verfügung
- **Hochspannungsschalter :** legen die möglichen Schaltzeiten fest und müssen für die gewünschten Betriebsparameter ausgelegt sein (Spannung / Strom / Frequenz)
- **Schutzwiderstände (R_S):** begrenzen die während der Schaltvorgänge auftretenden Ströme und schützen so die im Schalter integrierten Halbleiterbauelemente vor zu hohen Schaltströmen

Heutzutage bieten sich zum Schalten von Hochspannungen Halbleiterschalter an, die aufgrund der eingesetzten Transistorbauelemente schnelle Schaltflanken in jede Richtung besitzen. Die Vorteile in der Verwendung dieser Schalter liegen in der Möglichkeit, verlustfrei schalten zu können, da der Schaltvorgang an sich nahezu leistungslos erfolgt, in der leichten Ansteuerung und schließlich in der relativ kostengünstigen Herstellung.

Versorgungsgeräte

Für den Betrieb der elektrischen Falle werden letztendlich drei Hochspannungsschalter eingesetzt. Jeder dieser Schalter erfordert zwei Spannungsquellen. In der Abbildung 6.3 wird ein Überblick über die eingesetzten Geräte gegeben, wobei das Hauptaugenmerk auf die Schalter 1 und 2 zu legen ist, da diese das eigentliche Fallenfeld betreiben. Auffällig dabei ist die unterschiedlich dimensionierte Leistung der beiden Gerätetypen – die HEINZINGER-Geräte liefern eine kontinuierliche Leistung von 150 Watt, während die TECHNIX-Geräte 1200 Watt liefern können. Es zeigt sich in dem nächsten Unterkapitel bezüglich der Pufferkondensatoren, was für Auswirkungen dieser Unterschied hat. Anzumerken sei noch, daß die Spannungsversorgungen für den dritten Schalter ebenfalls relativ niedrige Leistungen aufweisen (je 140 Watt), was aber aufgrund der Schaltzeiten/-frequenzen dieses Schalters kein Problem darstellt.

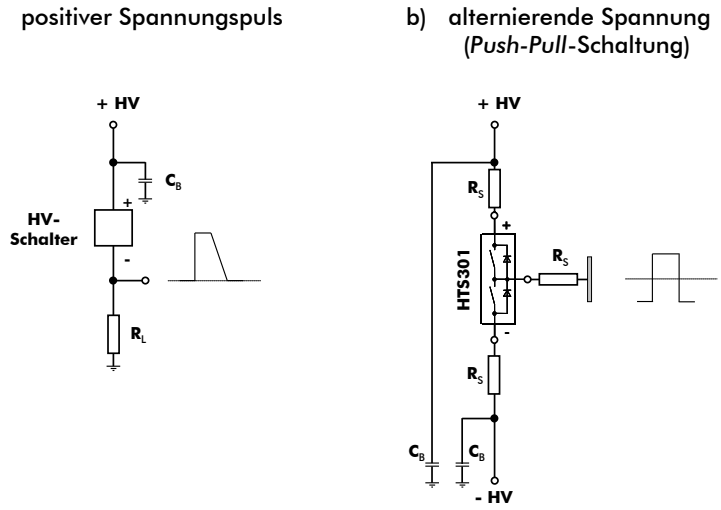


Abbildung 6.2 — a) Schaltprinzip zur Erzeugung eines positiven Spannungspulses - geschaltet wird die Anbindung an die Spannungsquelle, die Last entlädt sich über den Widerstand $\mathbf{R}_\mathrm{L}$
b) Schaltprinzip zur Erzeugung bipolarer Spannungsverläufe – verwirklicht mit zwei Schaltern, die in einem *Push-Pull*-Schalter integriert sind

Stützkondensatoren

In ersten Testläufen erwiesen sich die eingesetzten HEINZINGER-Geräte, wenn sie nur mit den zur Glättung der Schaltflanke gedachten Kondensatoren ($C = 1{,}25\,\mathrm{nF}$) betrieben wurden, leistungsmäßig als nicht ausreichend. Im Spannungsverlauf machte sich das dahingehend bemerkbar, daß während der jeweiligen Umschaltvorgänge erst nach ca. 1 ms die eingestellte Spannung erreicht wird (siehe Abb. 6.4). Um zu gewährleisten, daß die Schaltzeiten, d.h. die Zeit, in der die angelegte Spannung von $\pm U$ nach $\mp U$ wechselt, im Vergleich zur halben Fallenperiode kurz ist ($< 10\,\%$), erhielt der Aufbau des mit diesen HV[(1)]-Geräten ausgestatteten Schalters zusätzlich je Eingang einen Hochspannungskondensator mit einer Kapazität von $C = 0{,}5\,\mu\mathrm{F}$ (VISHAY - Typ ER 150-504). Der sich damit ergebende Spannungsverlauf ist ebenfalls aus Abb. 6.4 ersichtlich und zeigt, daß innerhalb von $10\,\mu\mathrm{s}$ die Soll-Spannung erreicht wird.

Hochspannungsschalter vom Typ HTS301-03-GSM

Das Schalten der Hochspannung erfolgt mittels Hochspannungsschaltern der Firma Behlke (Typ HTS301-03-GSM). Diese Schalter sind als *Push-Pull*-Schalter (siehe Abb. 6.2) ausgeführt und haben somit zwei Eingänge (positiv/negativ), die per TTL-Ansteuerung auf den Ausgang geschaltet werden können. Die Schalter sind so ausgelegt, daß die Spannungsdifferenz zwischen den beiden Eingängen bei maximal 30 kV liegt, wobei der Strom auf 30 A begrenzt sein muß. Die angegebene maximale Schaltfrequenz beträgt 2 kHz, die jedoch bei der hier verwendeten Ausführung im sog. „*high frequency burst*“-Modus auf kurzzeitige 2,5 MHz erhöht werden kann; dafür ist allerdings eine zusätzliche Stützspannung von 240 V erforderlich. Die angegebenen Schaltzeiten liegen bei 90 ns. Mit Blick auf die zu erwartende

[1] HV : engl. **h***igh-***v***oltage*

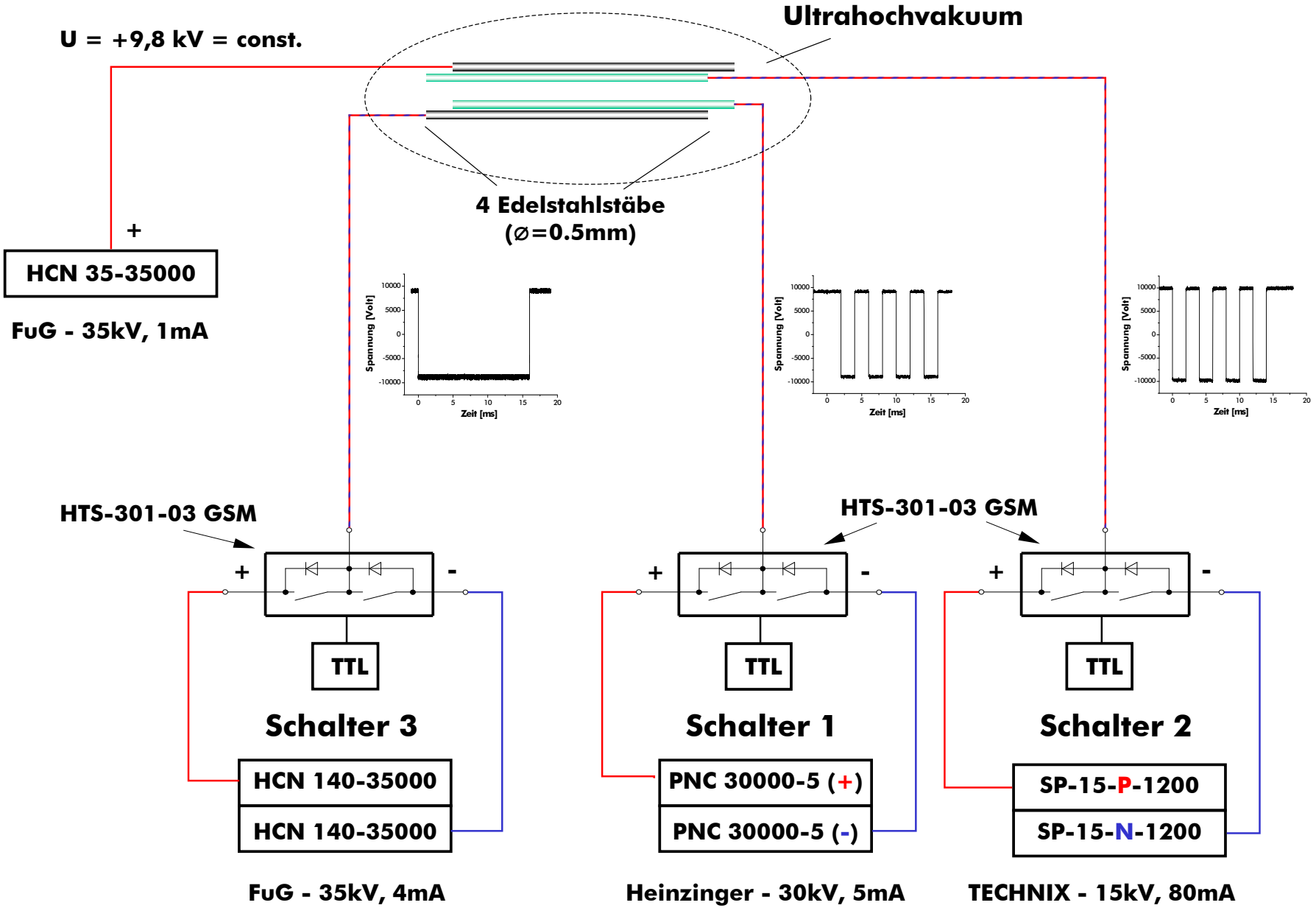


Abbildung 6.3 — Die Grundzüge der Verschaltung der elektrischen Falle – angegeben sind die verwendeten Hochspannungsgeräte sowie die Schaltschemata der einzelnen Hochspannungsschalter.

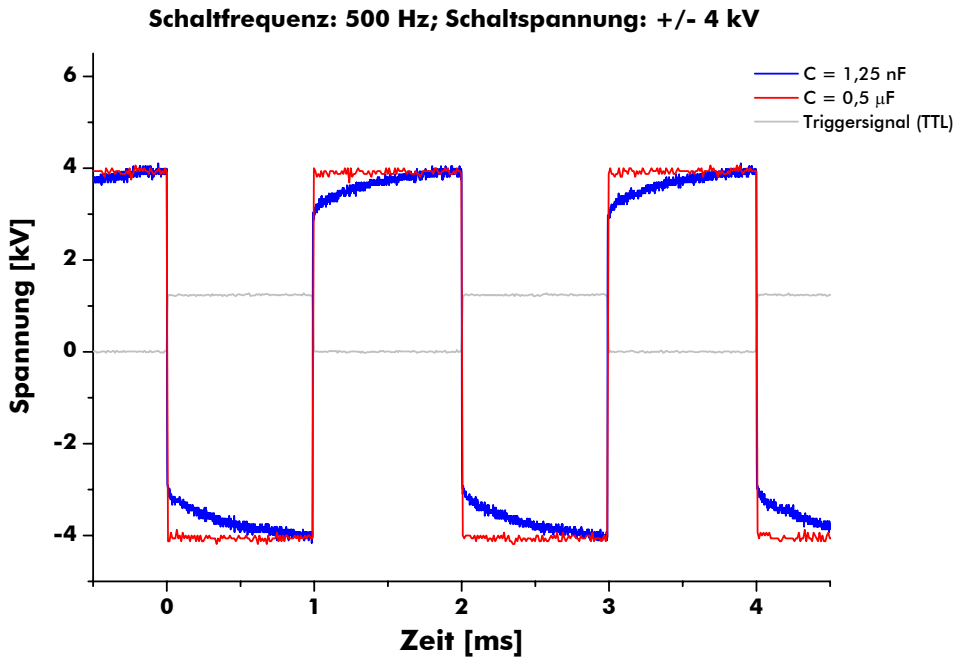


Abbildung 6.4 — Spannungsverlauf unter Verwendung der HEINZINGER-Versorgungsgeräte bei unterschiedlichen Stützkondensatorkapazitäten

umzusetzende Leistung sind die Schalter mit nickelbeschichteten Kupferkühlflanschen ausgestattet. Als Richtwert für die Verlustleistung gilt:

$$P_{max} = \frac{1}{2}\, CV^2 f,$$

wobei mit C die kapazitive Last (hier $\sim$200 pF), mit V die umzuladende Spannung (30 kV) und mit f die Schaltfrequenz (max. 2 kHz) bezeichnet wird. Mit den angegebenen Werten ergibt sich eine Verlustleistung von $P_{max} \approx 180$ W. Der Wert bezieht sich allerdings auf den Dauerbetrieb; wird eine Betriebsdauer von 50 ms pro Sekunde angenommen, so sinkt dieser Wert auf durchschnittlich 9 Watt. Als maximale kontinuierliche Verlustleistung werden bei verbesserter Wärmeableitung mittels des zusätzlichen Flansches 2×30 Watt angegeben.

MOSFET

Als Schaltelemente in den verwendeten Hochspannungsschaltern dienen eine Anzahl von parallel bzw. in Serie geschalteten Transistorbausteinen (MOSFET[2]). Daher soll an dieser Stelle kurz auf die allgemeine Funktionsweise eines MOSFETs eingegangen werden: Das Prinzip eines MOSFETs basiert auf der Idee, die dem Feldeffekttransistor zugrunde liegt. Dabei wird von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß sich durch Anlegen einer positiven Spannung an eine p-dotierte Halbleiterschicht eine lokale n-Dotierung aufbauen läßt. Die p-dotierte Schicht liegt dabei zwischen zwei n-dotierten Bereichen, an die die zu schaltende Arbeitsspannung angelegt wird. Baut sich nun lokal, wie beschrieben, eine n-dotierte Zo-

[2]MOSFET: *engl.* Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor

ne innerhalb der ansonsten als Isolator wirkenden p-dotierten Schicht auf, so kann dann in diesem n-Kanal zwischen den n-dotierten Bereichen ein Strom fließen. Im MOSFET ist dieses Prinzip so verwirklicht, daß in einem p-dotierten Trägerkristall zwei n-dotierte Zonen eingelassen sind, an denen der *Drain*- bzw. *Source*-Anschluß kontaktiert ist. Bis auf diese Kontaktstellen wird der Trägerkristall auf der Oberfläche mit einer Siliziumoxidschicht umgeben. Der *Gate*-Kontakt wird als Aluminiumelektrode zwischen den n-dotierten Bereichen

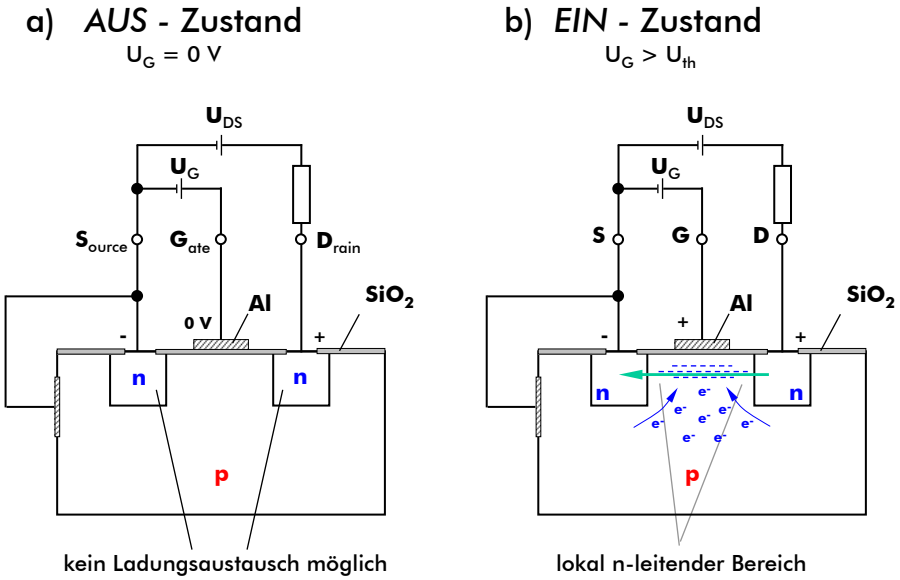


Abbildung 6.5 — Aufbau eines MOSFETs und Darstellung des Funktionsprinzips
a) *Drain-Source*-Stromkreis unterbrochen; am *Gate*-Anschluß liegt keine Spannung an ($U_G = 0$)
b) MOSFET auf Durchgang geschaltet; am *Gate*-Anschluß liegt eine positive Spannung ($U_G > U_{th}$) an, die zur Ausbildung eines n-leitenden Bereichs zwischen *Drain*- und *Source*-Anschluß führt. Somit kann zwischen *Drain* und *Source* Strom fließen (⟶).

auf die Siliziumoxidschicht aufgebracht. Die Oxidschicht verhindert einen direkten Kontakt mit dem darunterliegenden p-dotierten Kristall und wirkt somit als Isolator. Liegt am *Gate*-Anschluß keine Spannung an, so gibt es keine Möglichkeit des Ladungsaustausches zwischen den n-Bereichen, der p-Bereich läßt keine n-Leitung (Elektronenleitung) zu (Abb. 6.5 a). Für die Zeit, während der am *Gate*-Anschluß eine positive Spannung anliegt, werden aufgrund des sich im p-dotierten Kristall aufbauenden elektrischen Feldes Elektronen in die Zone zwischen den n-dotierten Einlagerungen gezogen. Ab einer gewissen Elektronendichte, die proportional zur angelegten positiven *Gate*-Spannung U_G ist (die Schwellenspannung liegt bei $U_{th} \approx 1\,\mathrm{V}$), bildet sich quasi ein lokal n-leitender Kanal innerhalb des p-Leiters aus; die Möglichkeit des Ladungsaustausches zwischen *Source* und *Drain* ist damit gegeben – der MOSFET schaltet auf Durchgang (Abb. 6.5 b). Fällt die *Gate*-Spannung wieder unter einen gewissen Schwellenwert (U_{th}), so reduziert sich die Elektronendichte, die Leitfähigkeit nimmt ab bis schließlich der Ausgangszustand wiederhergestellt ist – der MOSFET unterbricht den *Drain-Source*-Stromkreis.

Schutzwiderstände

Die Schaltcharakteristik der eingesetzten Hochspannungsschalter hängt im wesentlichen davon ab, wie schnell es möglich ist, die anfallenden Ladungsmengen zwischen den Quellen und der Last zu transportieren. Als begrenzendes Element wirken sich dabei die Halbleiterelemente des verwendeten Schalters aus, die einen Stromfluß von maximal 30 Ampère zulassen; höhere Ströme führen zur Beschädigung der MOSFETs. Ein weiterer Punkt ist die Verteilung der Verlustleistung innerhalb des Schalteraufbaus. Dabei muß berücksichtigt werden, daß die Wärmeabfuhr am Schalter einfacher und effektiver ist als an den Widerstandsbänken. Diese beiden Bereiche, maximale Stromstärke und Verteilung der Verlustleistung, fließen direkt in die Dimensionierung und Aufteilung der Schutzwiderstände ein.
Die gewählte Größe der Widerstände erfolgte im ersten Aufbau (der letztendlich auch so bei den Experimenten zur Speicherung der Rubidiumatome in elektrischen Feldern benutzt worden ist) mit der Vorgabe, den Schaltstrom so zu begrenzen, daß eine Beschädigung der HV-Schalter auszuschließen ist. Entscheidend hierbei ist, daß die oben erwähnte maximale Stromstärke von 30 Ampère kein gemittelter Wert ist, sondern sich auch auf Spitzenströme bezieht. Damit ist eine untere Grenzgröße der einzusetzenden Widerstände vorgegeben. Bei einer maximal zu schaltenden Spannungsdifferenz von 30 kV und einem maximal zulässigen Strom von 30 A ergibt sich zum Schaltzeitpunkt ein Mindestwiderstandswert von 1000 Ω. Schließlich eingebaut wurden Widerstände, wie sie in der Abbildung 6.6 angegeben sind. Dabei entsprechen die grau gehaltenen Angaben den nominellen Werten, d.h. in den

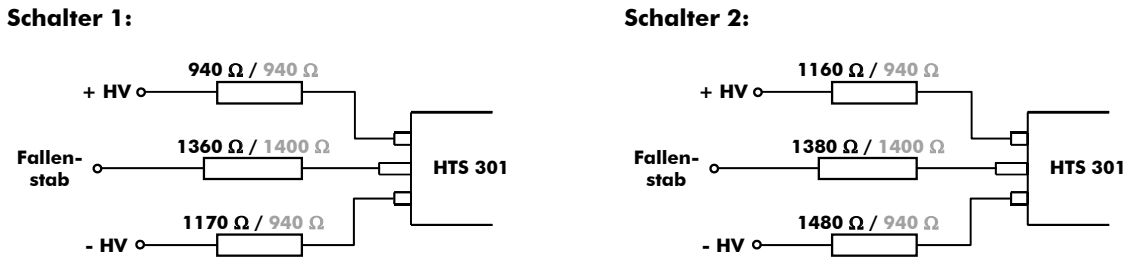


Abbildung 6.6 — Die Aufteilung der Widerstände in den Zuleitungen der HV-Schalter und die Angabe der nominellen (grau) bzw. gemessenen Widerstandswerte

Zuleitungen jeweils 5 Widerstände à 4,7 kΩ und an den Schalterausgängen jeweils 4 Widerstände à 5,6 kΩ. Verwendet wurden Widerstände des Herstellers EBG vom Typ SGP39 ($P_{max} = 5,2$ W und $U_{max} = 8$ kV) für die Zuleitungen und vom Typ SGP52 ($P_{max} = 7,5$ W und $U_{max} = 10$ kV) am Ausgang. Der schaltereigene Widerstand wird mit 70 Ω angesetzt, womit sich ein Gesamtwiderstand pro Schaltstrecke zu 2410 Ω ergibt. Die schwarzen Werte geben die nach diversen Testläufen ermittelten direkt gemessenen Widerstände an, wobei die stark abweichenden Werte (1160 Ω, 1170 Ω und 1480 Ω) auf den Ausfall von einem bzw. zwei Widerständen hindeuten, was aber mit Blick auf die Schaltzeiten (siehe Abb. 6.10) keinen gravierenden Einfluß hat.

6.2.2 Leistungsbilanz

Für die Betrachtung der umgesetzten Leistung muß berücksichtigt werden, daß beim Schalten von kapazitiven Lasten nur während des eigentlichen Schaltvorgangs die eingesetzten Bau-

teile belastet werden. Die dabei auftretenden Spitzenleistungen können durchaus Größenordnungen von mehreren Hundert Kilowatt erreichen. Bezogen auf die Dauer der Belastung (Schaltzeiten von wenigen Mikrosekunden) ergeben sich aber wesentlich geringere mittlere Leistungen. Der zeitliche Verlauf der anfallenden Leistung während des Schaltens wird durch die Entwicklung der Spannung bzw. des Stroms bestimmt. Wenn man einen Schaltvorgang als Laden (bzw. Entladen) eines Kondensators der Kapazität C auffaßt, dann gelten für U und I folgende Zeitabhängigkeiten:

$$\begin{array}{ll} \text{Laden:} & U(t) = U_0\,(1 - e^{-\frac{t}{RC}}) \\ \text{Entladen:} & U(t) = U_0\,e^{-\frac{t}{RC}} \end{array} \qquad \text{und} \qquad I(t) = \frac{U_0}{R}\,e^{-\frac{t}{RC}} \tag{6.1}$$

Im vorliegenden Fall kann für U_0 die zu schaltende Spannungsdifferenz von 30 kV und für die kapazitive Last $C = 180\,\text{pF}$ als feste Größen angesetzt werden. In der folgenden Graphik (Abb. 6.7) ist der Leistungsverlauf zum Schaltzeitpunkt für unterschiedliche Widerstände aufgezeichnet. Neben den projektierten und zum Einsatz gekommenen Widerstandswerten von 2410 Ω bzw. 950 Ω wurden zum Vergleich noch Kurven für 1500 Ω und 3000 Ω berechnet. Mit angegeben sind die den einzelnen Widerständen entsprechenden Zeitkonstanten,

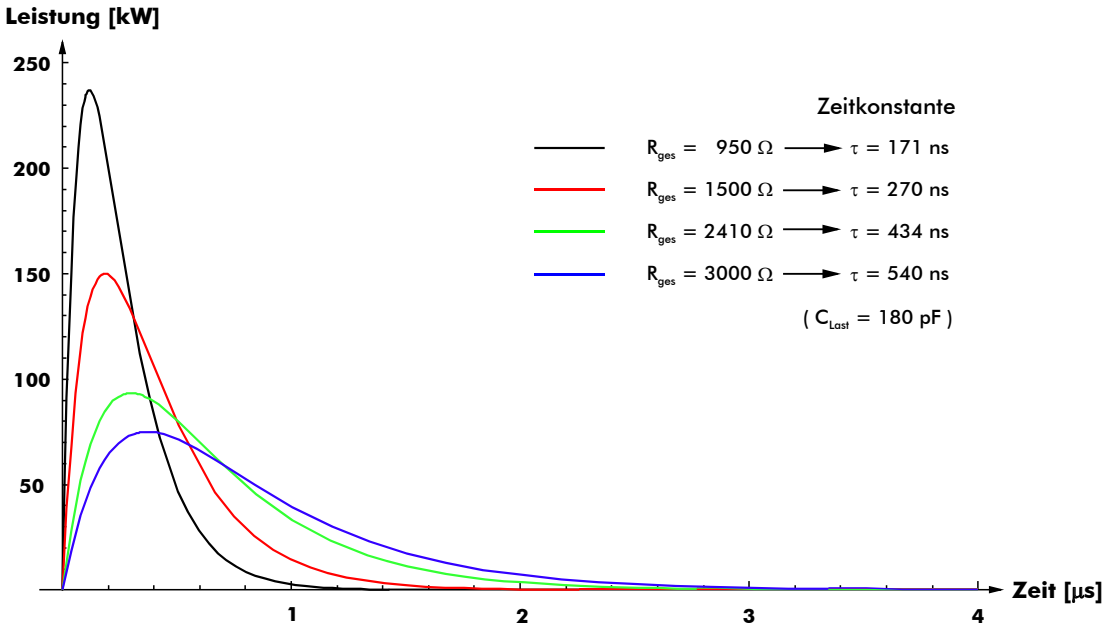


Abbildung 6.7 — Die zeitliche Entwicklung der Leistung, die während des Schaltvorgangs umgesetzt wird, in Abhängigkeit vom Gesamtwiderstand der zu schaltenden Strecke. Als Widerstandswerte sind zum einen die realisierten Beträge von 950 Ω und 2410 Ω angesetzt worden, zum anderen als Vergleich noch 1500 Ω und 3000 Ω.

die das Verhältnis der entsprechenden Schaltzeiten angeben. Durch die Variation der Widerstandswerte läßt sich in erster Linie die Spitzenleistung und die Zeitdauer der Belastung beeinflussen. Die Fläche unter den Kurven, d.h. die umgesetzte Energie, bleibt dabei konstant.

Von Interesse ist nun die Verteilung der an den Widerständen und am Schalter über die

Gesamtbetriebsdauer anfallende mittlere Leistung $<P>$. Hierfür muß die zeitlich gemittelte Leistung $<P>_{\Delta t}$ eines Schaltvorgangs über ein Zeitintervall Δt in Bezug zur Gesamtbetriebsdauer gesetzt werden. Bezogen auf eine Sekunde heißt das, daß bei einer Schaltfrequenz ν innerhalb der Sekunde nur über eine Zeitdauer von durchschnittlich $(\nu \cdot \Delta t)$ die anfallende Leistung den Schalteraufbau belastet. Als eigentliche Belastung der Widerstände und Schalter kann dann folgender Leistungswert angesetzt werden:

$$<P> \;=\; \Delta t\, \nu \;\; <P>_{\Delta t} \tag{6.2}$$

$$\text{mit} \qquad <P>_{\Delta t} \;=\; \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} I(t)U(t)dt$$

Dabei sei angemerkt, daß sowohl für den Schalter als auch für die Widerstände am Schalterausgang die doppelte Frequenz und damit die doppelte mittlere Leistung berücksichtigt werden muß, da beide Komponenten bei jedem(!) Schaltvorgang belastet werden. Aus den in Graphik 6.8 gezeigten Kurven zur Entwicklung der mittleren Leistung $<P>$ bei Variation des Zeitintervalls, über dem die mittlere Leistung pro Schaltvorgang ermittelt wird, zeigt sich, daß die anfallende Leistung während des Schaltbetriebes nur noch von der Schaltfrequenz ν abhängt und nicht von den eingesetzten Widerständen.

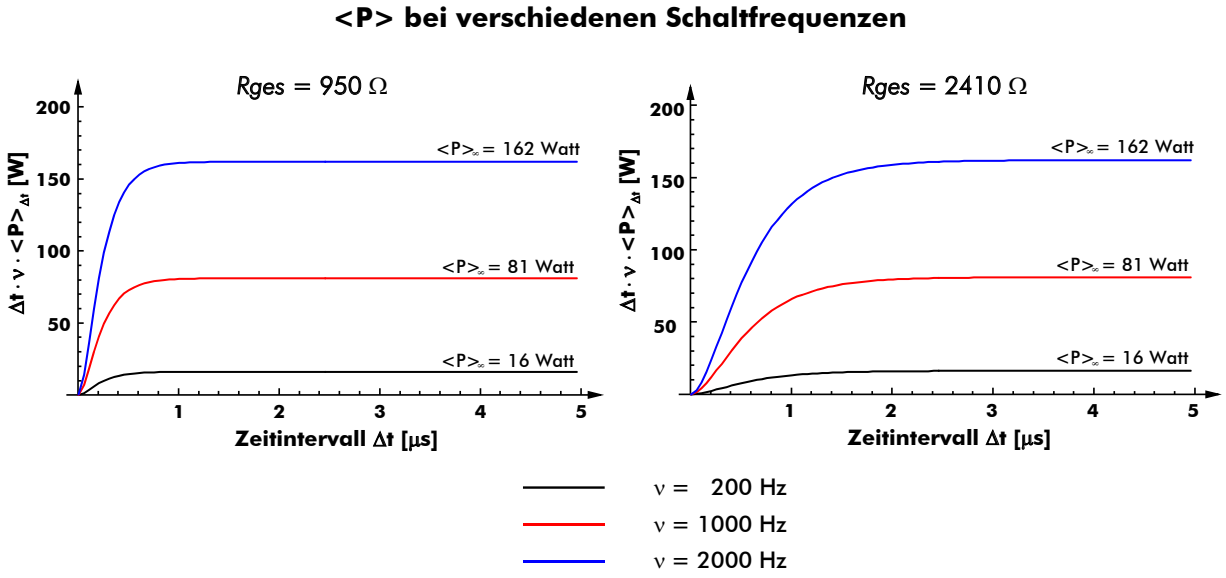


Abbildung 6.8 — Der Verlauf der Leistung $< P >$ in Abhängigkeit vom Zeitintervall Δt, über dem die zeitlich gemittelte Leistung $< P >_{\Delta t}$ bestimmt wird, bei unterschiedlichen Schaltfrequenzen für die beiden realisierten Widerstandswerte $R_{ges} = 950\,\Omega$ und $R_{ges} = 2410\,\Omega$.

Was bedeuten jetzt die ermittelten Leistungen für die einzelnen Widerstände? In den Tabellen 6.1 und 6.2 sind die auf die eingesetzten Widerstandsgruppen (R_{IN}, R_{OUT}: Widerstände Schaltereingang bzw. -ausgang, R_{sw}: Schalterwiderstand) entfallenen Leistungsanteile $< P > (R)$ [3] bei verschiedenen Schaltfrequenzen angegeben. Die Leistungen, für

[3] $<P> (R_i) = \frac{R_i}{R_{ges}} <P>$ mit $i = \{IN, OUT, sw\}$

die die Widerstände nominell ausgelegt sind, gelten immer für den kontinuierlichen Betrieb. In der Konfiguration 1 mit $R_{ges} = 2410\,\Omega$ sind in den Zuleitungen fünf Widerstände mit $P_{max} = 5{,}2\,\mathrm{W}$ und am Ausgang vier Widerstände mit $P_{max} = 7{,}5\,\mathrm{W}$ eingebaut. Daraus ergibt sich im Hinblick auf die in Tabelle 6.1 angegebenen Werte, daß schon bei einer Schaltfrequenz von 1 kHz die verwendeten Widerstände die anfallende Leistung nicht im Dauerbetrieb aushalten. Im Rahmen der durchgeführten Experimente an Rubidium kamen diese Widerstände trotzdem zum Einsatz, da geringere Spannungen ($\pm 9\,\mathrm{kV}$) bei Schaltfrequenzen von 200-300 Hz benutzt wurden. Mit Blick auf den eigentlichen Einsatz unter den angestrebten Bedingungen ($\pm 15\,\mathrm{kV}$ und $\nu > 1\,\mathrm{kHz}$) wurde die Widerstandskonfiguration 2 entworfen (Tabelle 6.2), bei der die anfallende Leistung auf eine deutlich höhere Anzahl von Einzelwiderständen aufgeteilt wird. Dabei bestehen die Widerstandsbänke an den Schaltereingängen aus jeweils (2×26) HV-Widerständen zu je $7605\,\Omega$ und am Ausgang aus ebenfalls (2×26) HV-Widerständen zu je $3835\,\Omega$. Die Widerstände (metallux – Typ 967.15.51) sind für Spannungen bis zu 30 kV bei einer maximalen Leistung von $P_{max} = 4{,}5\,\mathrm{W}$ ausgelegt und werden in einem Stapelaufbau eingegossen. In Folgeexperimenten werden diese Widerstände die alte Konfiguration ersetzen.

	$R_{ges} = 2410\,\Omega$		
Frequenz	$R_{IN} =$ $940\,\Omega$	$R_{sw} =$ $70\,\Omega$	$R_{OUT} =$ $1400\,\Omega$
200 Hz	6,2 W	0,5 W	9,3 W
1000 Hz	31,6 W	2,35 W	47,05 W
2000 Hz	63,2 W	4,7 W	94,1 W

Tabelle 6.1: Konfiguration 1

	$R_{ges} = 950\,\Omega$		
Frequenz	$R_{IN} =$ $585\,\Omega$	$R_{sw} =$ $70\,\Omega$	$R_{OUT} =$ $295\,\Omega$
200 Hz	9,9 W	1,2 W	5,0 W
1000 Hz	49,9 W	6,0 W	25,15 W
2000 Hz	99,8 W	12,0 W	50,3 W

Tabelle 6.2: Konfiguration 2

6.2.3 Eigenschaften der Schalter - Zusammenfassung

Um sich ein Bild vom Aufbau der Hochspannungsschalter machen zu können, ist in Abb. 6.9 die Anordnung der Widerstandsbänke, die Positionierung der Hochspannungskondensatoren für Schalter 1 sowie die HV-Schaltmodule auf der Hochspannungsseite gezeigt. Zum allgemeinen Aufbau sei noch erwähnt, daß die Hochspannungsschalter auf wassergekühlten Messingblöcken zur Wärmeabfuhr befestigt sind. Die elektronische Verschaltung der Ansteuerung der HV-Schalter mittels TTL-Puls sowie der Anschluß für die Stützspannungen sind als Schaltplan im Anhang aufgeführt B.

Abbildung 6.9 — Blick in das Innere der Hochspannungsschalter – hochspannungsführende Seite

Schaltzeiten bzw. Umladezeiten

Schaut man sich die Umladezeiten der beiden Schalter an, so ergibt sich folgendes Bild (siehe Abb. 6.10):

Sowohl beim Schalten von + nach - als auch umgekehrt ist der Spannungsverlauf beider Schalter bis zu dem Zeitpunkt, an dem der Spannungswert das Vorzeichen wechselt, nahezu identisch, was darauf hindeutet, daß für den Verlauf bis dahin nur die kapazitive Last am Schalterausgang wie auch der dortige Widerstand zuzüglich des Schalterwiderstandes verantwortlich sind. Der Widerstand am Schalterausgang beträgt 1360 Ω, der Schalterwiderstand 70 Ω. Bei einer gemessenen Zeitkonstante von $\tau = 260\,\text{ns}$ ergibt das eine Kapazität von $C = 181\,\text{pF}$; dieser Wert geht dann auch in die Berechnungen zur Leistungsverteilung

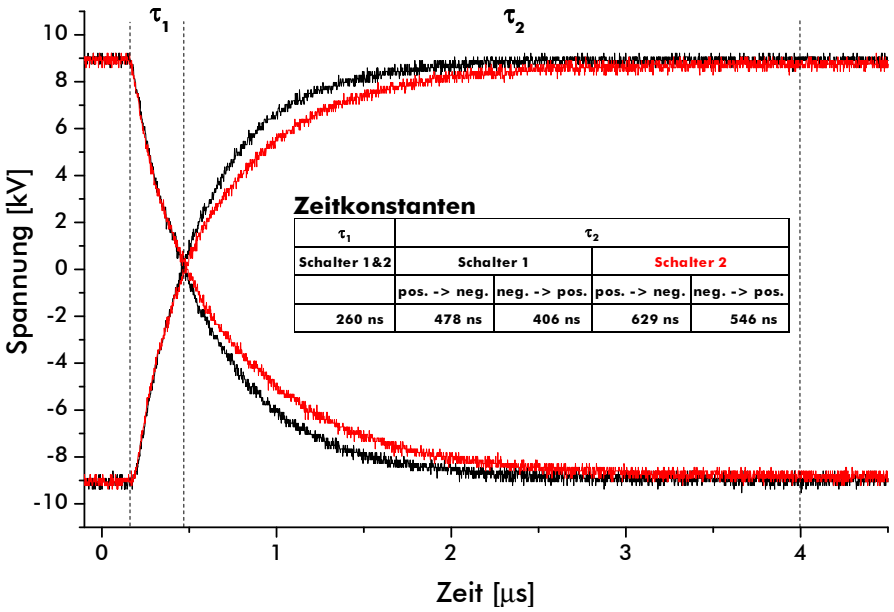


Abbildung 6.10 — Der Spannungsverlauf beider HV-Schalter während des Schaltvorgangs – zusätzlich angegeben sind die aus einem exponentiellen Fit erhaltenen Zeitkonstanten

ein. Der weitere Umladevorgang wird durch die voneinander etwas abweichenden Widerstandswerte in den Zuleitungen beeinflußt (siehe Unterkapitel 6.2.1). Die Zeitkonstanten τ_2 für die Umladezeit am Schalter 1 betragen somit 478 ns bzw. 406 ns. Aufgrund der höheren Widerstandswerte in den Zuleitungen des Schalters 2 ergeben sich dort etwas längere Zeitkonstanten ($\tau_2 = 629$ ns bzw. 546 ns).

Reaktionszeit

Die Reaktionszeiten der Schalter bezüglich der Änderung des TTL-Signals liegen beim Schalten von $+U$ nach $-U$ bei 160 ns bzw. 155 ns und in umgekehrter Richtung bei 170 ns bzw. 175 ns, und zwar unabhängig von der zu schaltenden Spannung (siehe Abb. 6.11). Diese gemessenen Verzögerungszeiten korrespondieren sehr gut mit den im Datenblatt der Firma BEHLKE angegebenen Werten von 190 ns.

Rechteckspannung

Der Aufbau der HV-Schalter hatte zum Ziel, die für die Experimente zur Speicherung von neutralen Atomen in inhomogenen elektrischen Wechselfeldern notwendigen Rechteckspannungen bis maximal ±15 kV zu erzeugen. Zum Abschluß soll an dieser Stelle der im Rubidiumexperiment eingestellte Spannungsverlauf mit den schließlich benutzten Betriebsparametern gezeigt werden (Abb. 6.12). Die Spannungen, die am Schalter 1 anliegen, betragen ±9 kV, die an Schalter 2 anliegen ±9,8 kV. Die etwas unterschiedlichen Spannungen sind auf das Ausgleichen der Gravitationskraft durch erhöhte Spannungen an den oberen Fallenstäben (siehe dazu die durchgeführten Simulationen in Kapitel 5.3.6) zurückzuführen. Die Schaltung erfolgt so, daß zu jedem Zeitpunkt die Ausgänge der Schalter entgegengesetzte Polarität besitzen.

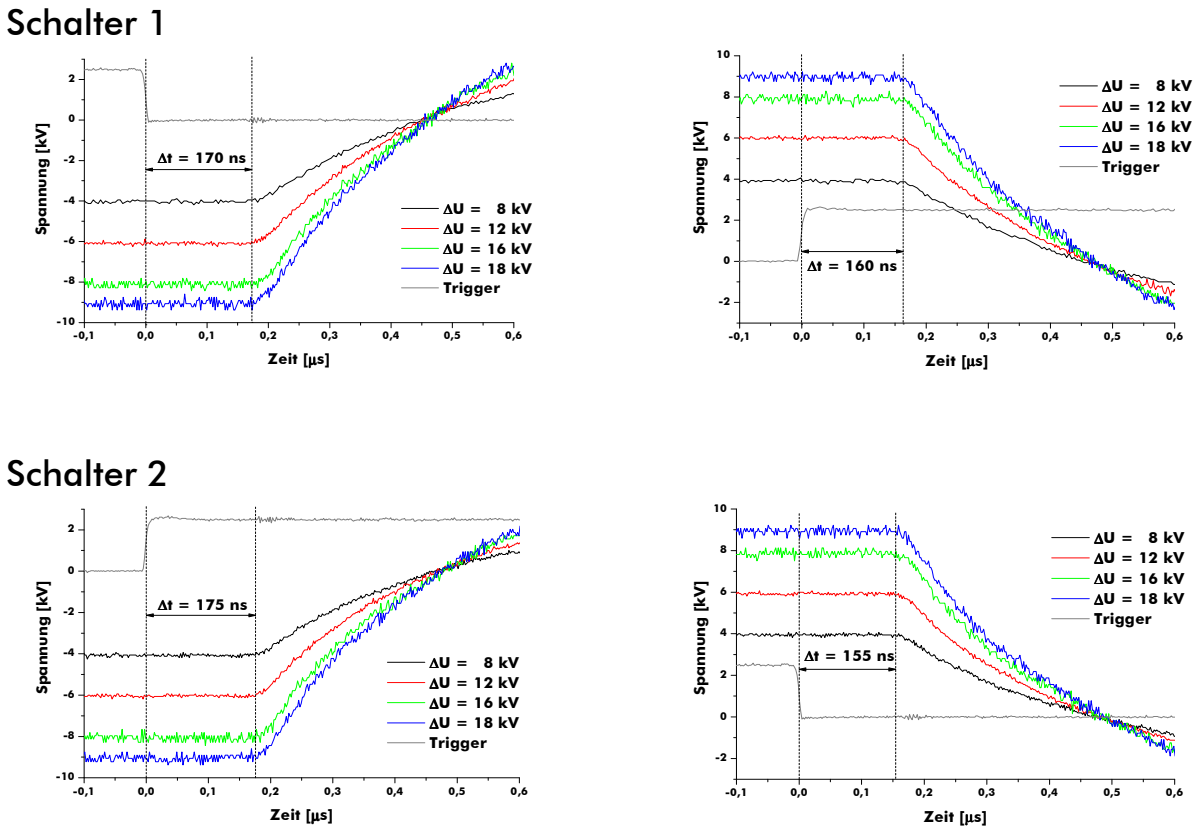


Abbildung 6.11 — Graphische Darstellung der Reaktionszeit Δt der eingesetzten HV-Schalter als Verzögerungszeit zwischen der Änderung des TTL-Signals und dem Auslösen des Schaltvorgangs – **links**: Schalten von $-U$ nach $+U$, **rechts**: Schalten von $+U$ nach $-U$

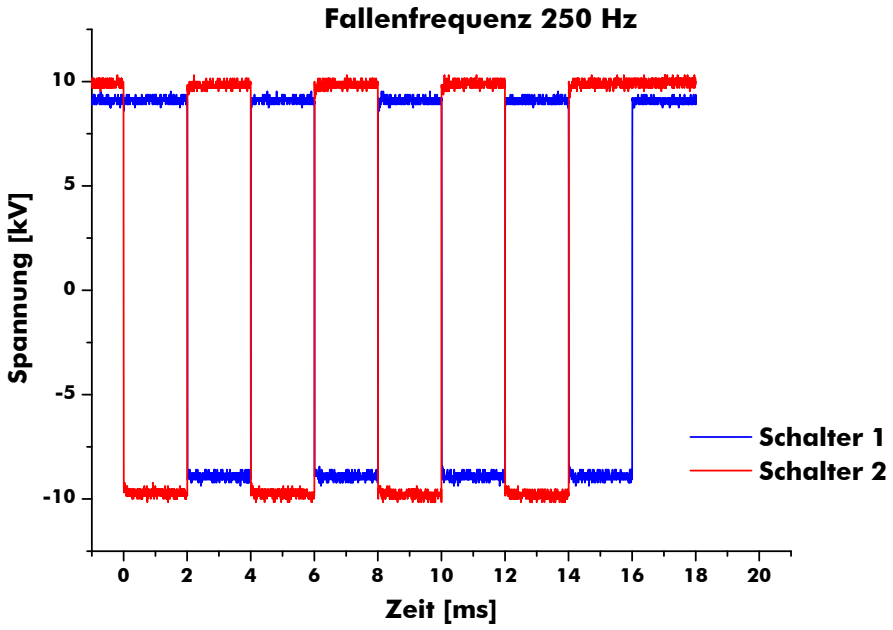


Abbildung 6.12 — Der Einsatz der HV-Schalter im Experiment – geschalten werden 9 bzw. 9,8 kV bei einer Frequenz von 250 Hz für eine Zeitdauer von 16 ms.

6.3 Aufbau der Vier-Pol-Anordnung der elektrischen Falle

6.3.1 Elektrodenstruktur der elektrischen Falle

Der Fallenaufbau, der sich aus den Einschränkungen ergibt, die am Anfang des Kapitels diskutiert wurden, sieht wie folgt aus (siehe Abb. 6.13):
Auf einer polierten Grundplatte aus vakuumtauglichem Aluminium werden zwei aus MACOR[4] bestehende Elektrodenhalterungen in einem Abstand von 40 mm positioniert. Als Elektrodenstäbe für die elektrische Falle wird „gerader Draht“ aus Edelstahl benutzt, der einen Durchmesser von 0,5 mm besitzt, die Länge der Stäbe beträgt im Durchschnitt 7-8 cm. Der Abstand der Fallenachse zur Grundplatte beträgt 25 mm, wodurch sichergestellt ist, daß zum einen die MOT-Fallenlaserstrahlen nicht beeinträchtigt werden, zum anderen ein ausreichend großer Abstand von den spannungstragenden Bauteilen zur Grundplatte bzw. zu den Befestigungen der Stabstützen vorhanden ist. Die Abstände von nebeneinander liegenden Stäben beträgt von Stabmitte zu Stabmitte 3 mm, wodurch sich eine lichte Weite von 2,5 mm ergibt. Entlang der Fallenachse befinden sich in den Stabstützen zwei Öffnungen mit einer Weite von 2 mm (Abb. 6.13 b)). Dadurch ist es möglich, einen Probelaser parallel zu den Fallenstäben durch das Fallenvolumen einzukoppeln, der die dort vorhandenen Atome nachweisen kann.

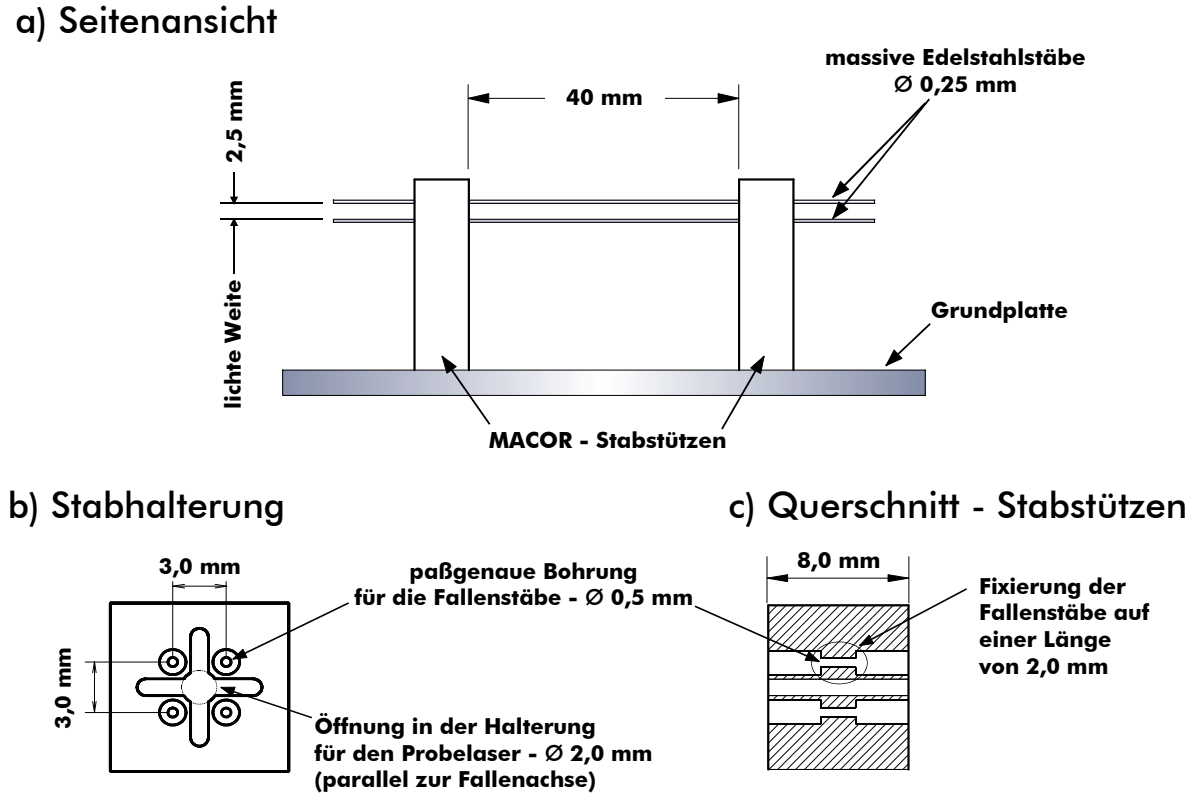


Abbildung 6.13 — Skizze des Aufbaus der elektrischen Falle

[4]MACOR®: maschinell bearbeitbare Glaskeramik mit hoher Durchschlagfestigkeit (AC: 9,4 kV/mm - DC: 62,4 kV/mm)[dat02]

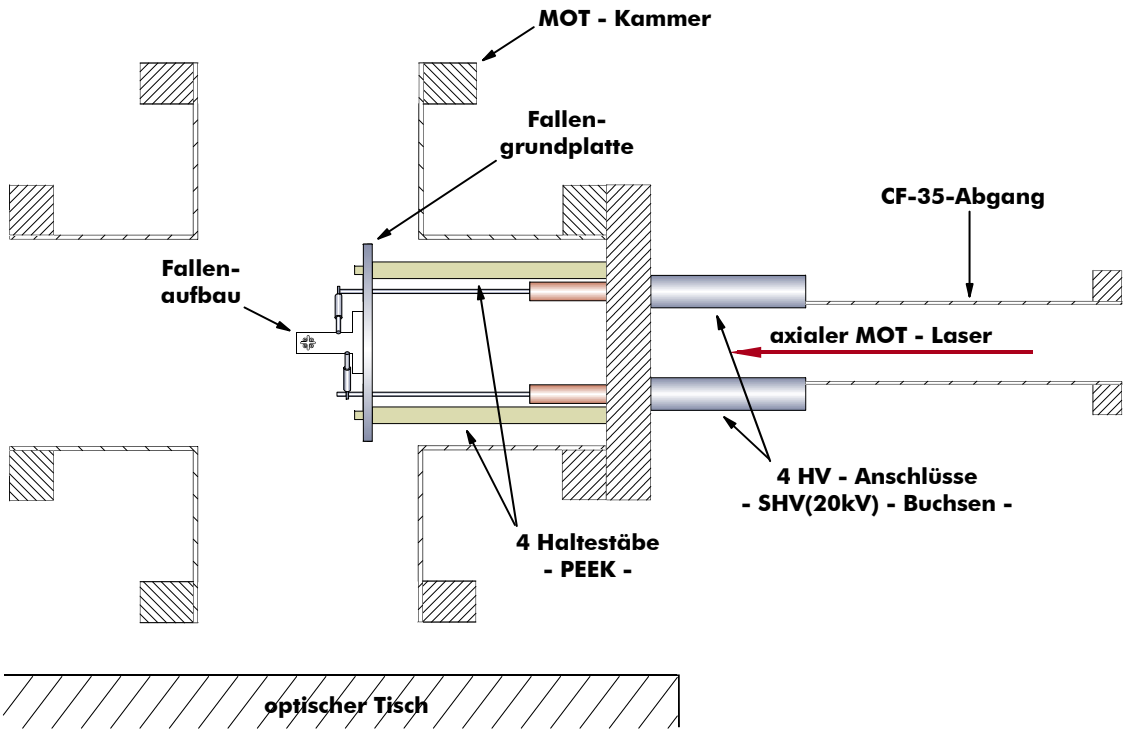


Abbildung 6.14 — Der Vakuumflansch mit den Hochspannungszuführungen und der darauf installierten elektrischen Falle im eingebauten Zustand.

Besonderheiten des Fallenaufbaus

Zusätzlich zur eigentlichen Dimensionierung der benutzten Stabstruktur ist in Abb. 6.13 **b)** und **c)** anhand zweier Skizzen das Prinzip der Halterung der Fallenstäbe gezeigt. Das Ziel bei der Befestigung der Stäbe war die Vermeidung von metallischen Befestigungselementen, die aufgrund der zusätzlichen Oberflächen als weitere Feldemitter fungieren könnten und somit die Wahrscheinlichkeit von Überschlägen erhöhen würden. Die Fallenstäbe mit einem Durchmesser von 0,5 mm werden daher von den MACOR-Stützen allein aufgrund der Reibung in den Halterungslöchern gehalten. Um den Weg zwischen den Elektroden auf der Oberfläche der Halterung so lang wie möglich zu machen, wurden die Abschnitte der Löcher, die die Stäbe direkt umfassen, von jeder Seite um 3 mm aufgebohrt. Zusätzlich ist die Halterung zwischen den Stäben der Länge nach kreuzförmig durchbrochen. Damit existiert keine gerade Verbindung zwischen den Elektroden auf der MACOR-Oberfläche, wodurch die weiter unten diskutierte Ausbreitung von Sekundärelektronenlawinen entlang der Isolatoroberfläche wesentlich reduziert worden ist.

6.3.2 Hochspannungszuführung und Positionierung des Fallenaufbaus

In den für die elektrische Falle konzipierten Spezialflansch (siehe Abb. 6.14) sind vier Hochspannungszuführungen symmetrisch um einen verlängerten CF-35-Abgang eingelötet. Die Buchsen sind für Spannungen von bis zu 20 kV ausgelegt und erlauben den Anschluß von Hochspannungskabeln mit entsprechenden SHV-Steckern. Die Grundplatte der Fallenstruk-

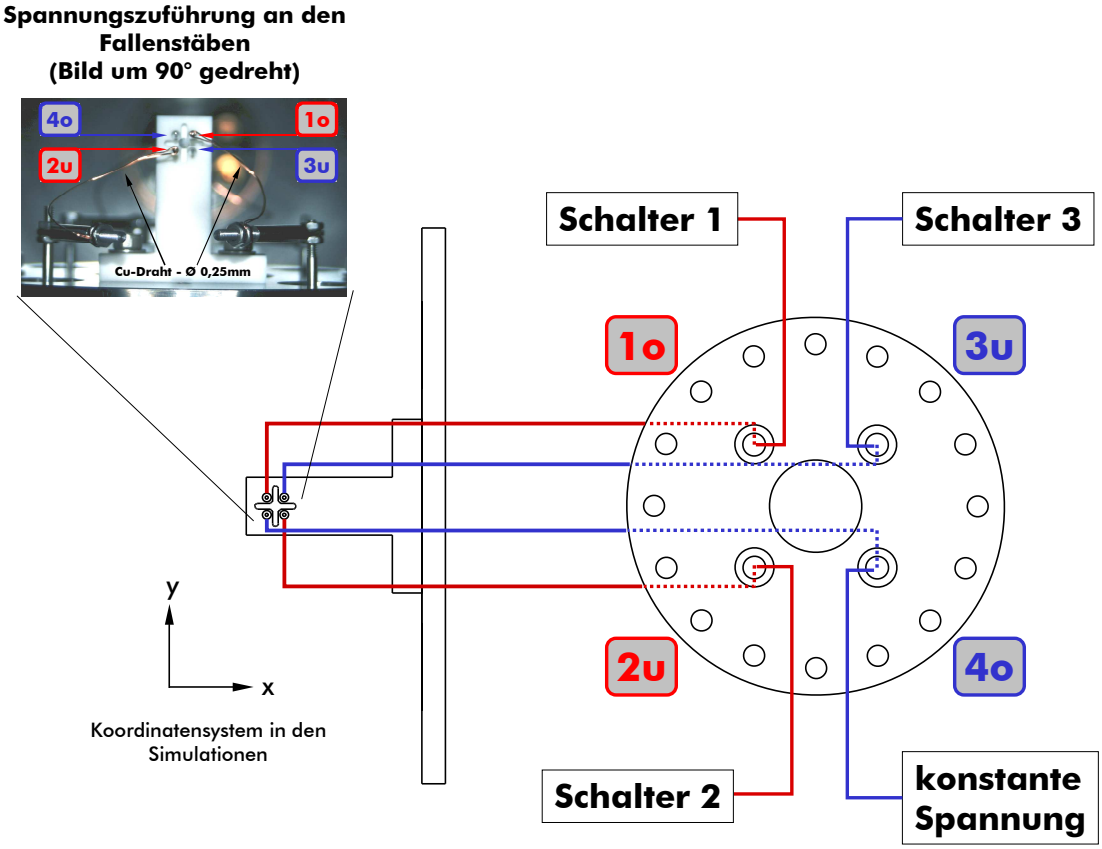


Abbildung 6.15 — Die Verschaltung der einzelnen Fallenstäbe, die entsprechende Belegung am Vakuumflansch sowie im Detail (Foto) die Hochspannungszuführung der Fallenstäbe. Angegeben ist zusätzlich die Orientierung des Koordinatensystems in den Simulationsrechnungen.

tur wird vakuumseitig auf vier Säulen aus PEEK[5] befestigt, so daß die Achse der elektrischen Falle in Höhe des Zentrums der magneto-optischen Falle positioniert werden kann. Die elektrische Zuleitung erfolgt bis auf eine Höhe über der Grundplatte mittels Edelstahlstangen. Für die Verbindung zu den einzelnen Fallenstäben wurde eine pragmatische Lösung in Form von blanken, 0,25 mm dicken Drähten aus OFHC[6]-Kupfer gewählt (siehe Foto in Abb. 6.15). Diese sind zum einen an den Edelstahlzuleitungen durch zwei Muttern fixiert, zum anderen dreifach eng um die Fallenstäbe gewickelt. Der verlängerte CF-35-Abgang erlaubt schließlich das Anbringen eines Sichtfensters zum Einstrahlen des axialen MOT-Laserstrahls. Die Länge des Anschlusses ist bedingt durch die Steckerlänge und den Krümmungsradius der angeschlossenen Hochspannungskabel. Ebenfalls in Abb. 6.15 gezeigt sind schließlich die Hochspannungsanschlüsse und die Zuordnung der Fallenstäbe zu den einzelnen Hochspannungsbuchsen. Dabei sind die Zuleitungen, die mit Wechselspannung betrieben werden, rot gekennzeichnet, während die Leitungen, die im Fallenbetrieb konstante Spannungen besitzen, blau gefärbt sind.

[5]PEEK: Polyetheretherketon - Hochleistungspolymer mit hoher elektrischer Durchschlagsfestigkeit (20 kV/mm)[dat03], leichter Verarbeitung und sehr guter Vakuumverträglichkeit (geringes Ausgasen).
[6]OFHC: *engl.* oxygen free high conductivity

6.4 Der Einsatz von Hochspannungen im Vakuum

6.4.1 Vorbemerkung

Wie in der Fachliteratur [Lat81] erwähnt, ist das Betreiben von hochspannungsführenden Bauteilen im Vakuum durch verschiedene Einflüsse beschränkt. Zu diskutieren ist hierbei insbesondere die Hochspannungsfestigkeit der eingesetzten Elektroden. Allgemein ist die maximal erreichbare Feldstärke in einem Hochspannungsaufbau durch die Feldelektronenemission an der Oberfläche der Elektroden begrenzt. Dabei kann als obere Grenze für die Feldstärke ein Wert von $10^4\,\mathrm{kV/cm}$ angenommen werden. Theoretisch wären somit im Vakuum bei einem Elektrodenabstand von 2 mm Spannungsdifferenzen von 2000 kV möglich. In der Praxis zeigt sich aber, daß Überschläge schon bei wesentlich geringeren Spannungsdifferenzen auftreten. Ursache hierfür sind lokale Feldstärkeerhöhungen aufgrund von mikroskopischen Unebenheiten der Elektrodenoberfläche. Solange die Ströme, die bei diesen Überschlägen bzw. Durchbrüchen auftreten, stark begrenzt werden, erfahren die Elektroden keine weitere Beschädigung. Vielmehr erfolgt durch die lokale Erhitzung an den Überschlagsstellen quasi ein Abschmelzen der vermeintlichen Emissionsspitzen, was zu einer deutlichen Reduzierung der Überschlagswahrscheinlichkeit führt und somit die Elektroden für höhere Spannungen gefestigter macht.

Problematisch sind Elektroden, an denen schnell wechselnde Hochspannungen angelegt werden müssen. In diesem Fall ist dafür zu sorgen, daß die Schaltflanken möglichst steil sind, d.h. innerhalb kürzester Zeit muß die gewünschte Spannung anliegen. Dafür ist es notwendig, daß ein ausreichend hoher Strom fließen kann. Schlußfolgerung daraus ist, daß der Widerstand zwischen Schalter und Elektroden gering gehalten werden muß (im kΩ - Bereich). Das führt allerdings dazu, daß es bei dann auftretenden Überschlägen zu irreparablen Schädigungen der Elektrodenoberfläche kommen kann. Daher ist es unerläßlich vor dem Betrieb mit zeitlich veränderlichen Spannungen, die eingesetzten Elektroden bei konstant angelegten Spannungen zu konditionieren, d.h. hochspannungsfest zu machen. In dem Konditionierungsverfahren wird die Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden langsam erhöht, während der bei Überschlägen mögliche Stromfluß begrenzt bleibt ($\Delta U = +4\,\mathrm{kV}/5\ \mathrm{min}$).

6.4.2 Hochspannungstraining - Stromkonditionierung

Damit die eingesetzten Elektroden letztendlich auch die angestrebten Spannungen halten können, müssen diese erst einem sogenannten Hochspannungstraining unterworfen werden. Die in der englischsprachigen Literatur unter dem Schlagwort *electrode conditioning* angeführten Verfahren basieren darauf, vermeintliche Quellen für Überschläge - Mikropartikel oder sog. *pre-breakdown currents*[7] - im vorhandenen Aufbau kontrolliert zu reduzieren. In [Lat81] werden verschiedene Möglichkeiten der Konditionierung detaillierter beschrieben. Die verschiedenen Techniken haben als gemeinsames Ziel die Reduzierung von unerwünschten Strömen an den Elektroden; ebenso wird die Wahrscheinlichkeit von Überschlägen drastisch verringert. Dabei wird bei allen Prozeduren direkt auf die Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden eingewirkt.

Die bei der Konditionierung der Edelstahlelektroden des Fallenaufbaus angewandte Technik ist die Stromkonditionierung. Diese Art des HV-Trainings ist die einfachste und meistbenutzte Technik und ist für die erste Behandlung neuer Elektroden besonders geeignet. Die im Experiment erforderliche Spannung wird nicht gleich sofort an die Elektroden angelegt, son-

[7] *dt.*: Vordurchschlagstrom - Strom, der kurz vor dem eigentlichen Überschlag fließt

dern sie wird Schritt für Schritt erhöht. Bedingung für die weitere Erhöhung der Spannung ist jeweils, daß sich der auftretende Strom nach jeder Erhöhung auf einen konstanten Wert stabilisiert. In Abb. 6.16 ist das Konditionieren schematisch dargestellt, wobei zu erkennen ist, daß nach jeder Spannungserhöhung sowohl die Fluktuation des Stromes, wie auch die Häufigkeit der Entladungen abnimmt. In der praktischen Anwendung wird die Spannung bei der Konditionierung so weit erhöht, bis die angestrebte Betriebsspannung bzw. eine etwas höhere Spannung erreicht ist.

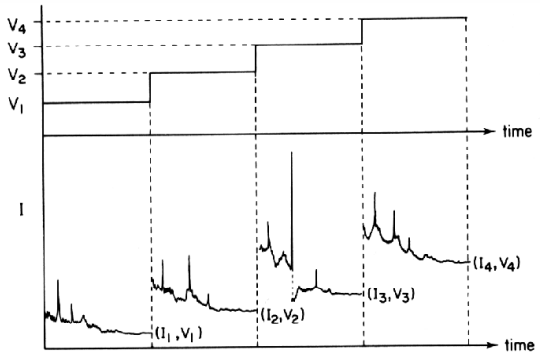


Abbildung 6.16 —

Schematische Darstellung der Stromkonditionierung (aus [Lat81]).

Es gibt eine klare Grenze für diese Art der Konditionierung, da die auftretenden Ströme in die Größenordnung kommen können, in der thermische Instabilitäten durch erhöhte Ladungsemission dazu führen, daß es zu Durchbrüchen an den Elektroden kommen kann. Generell ist festzuhalten, daß bei einem optimalen Elektrodendesign, verbunden mit der richtigen Materialwahl und der notwendigen Oberflächenbehandlung, zu erwarten ist, daß Feldstärken von bis zu 200 kV/cm gehalten werden können. Wird die Polarität der Elektroden geändert, wie z. B. in Wechselfeldern, so muß die Konditionierung nochmals mit der neuen Polung durchgeführt werden.

Es existieren diverse Vermutungen darüber, welche physikalischen Prozesse für die stabilisierenden Effekte der Stromkonditionierung verantwortlich sind [Mai62]. Im allgemeinen wird hauptsächlich der Einfluß großer Feldstärken auf mikroskopische Erhebungen an den Elektroden sowie sich von der Elektrodenoberfläche lösende Mikropartikel angeführt. Somit wird angenommen, daß die spitzesten Feldemitter entweder thermisch unter intensiver Elektronenemission abgetragen werden oder, falls sie nur noch lose an der Elektrodenoberfläche hängen, von dort aufgrund der auftretenden elektromagnetischen Kräfte, die vom angelegten Feld ausgehen, abgelöst werden. Das Ablösen bzw. Abtragen solcher Mikroerhebungen kann als Ursache für die plötzliche Abnahme des *pre-breakdown currents* in Abb. 6.16 bei der dritten Konditionierungsstufe gelten.

Zur Stromkonditionieren der aufgebauten elektrischen Falle sind in Abb. 6.17 der Strom und der Kammerdruck über der Zeit aufgetragen. Mit der Zeit wird die angelegte Spannung von anfänglich ±10 kV in Stufen auf ±17 kV erhöht. Aus der Graphik ist zu entnehmen, daß der Kammerdruck ein sehr empfindlicher Nachweisparameter für eine erhöhte Elektronen- bzw. Teilchenemission darstellt. Wie zu sehen ist, korrespondieren die Ausschläge bei der Druckmessung mit einer Erhöhung des fließenden Stromes hauptsächlich am Versorgungsgerät für die negative Spannung. Die Stromstärke bleibt bis zu Spannungen von ±14 kV bis auf kurze Momente, in denen es zu erhöhter Elektronenemission kommt, konstant Null. Im Bereich von ±15 kV nimmt der Strom zu, bleibt aber nahezu konstant. Der Druck steigt nur zum Zeitpunkt von kleinen Überschlägen kurzfristig an und stabilisiert sich auf einem leicht erhöhten Niveau. Bei ±17 kV hat sich scheinbar ein Kriechstromkanal etabliert, der zu einer massiven Erhöhung des Druckes aufgrund ständiger Elektronenemission führt.

Wie sich zeigt, fließt vorzugsweise an der negativ geladenen Elektrode ein Strom, was auf Elektronenemission an kleinen Mikroemittern schließen läßt. Die gemessene Druckänderung kurz vor dem eigentlichen Stromanstieg deutet auf vorangehende Teilchen-/Elektronenemission

hin, die zu Strömen führt, die unter der Nachweisgrenze liegen (Minimum: $I = 1\,\mu A$). Lösen sich durch die verstärkte Emittertätigkeit die dafür verantwortlichen Mikropartikel von der Oberfläche, so geht der Stromfluß wieder gegen Null. Letztendlich zeigt sich für Spannungen von bis zu $\pm 15\,kV$, daß die Elektroden in der Lage sind, diese Spannungen zu halten.

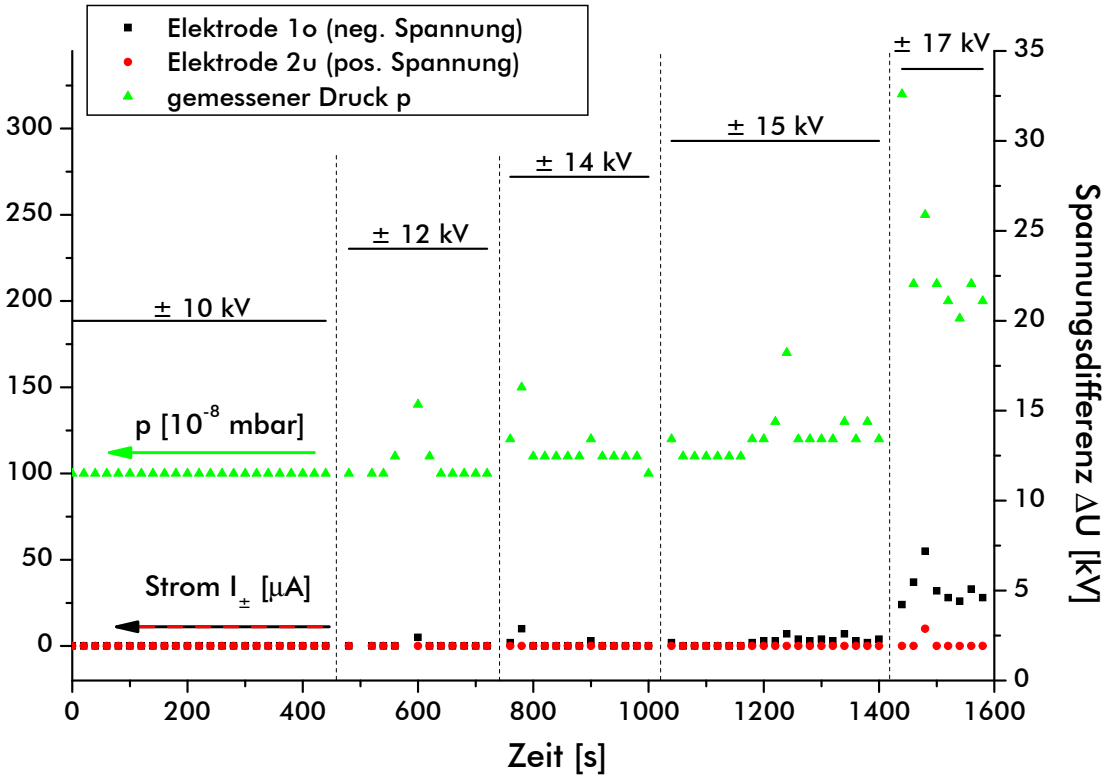


Abbildung 6.17 — Die zeitliche Entwicklung des Stroms und des Druckes während des HV-Trainings am Beispiel der als Elektroden eingesetzten Edelstahlstäbe.

6.4.3 Überschläge an Festkörper–Isolatoren in einer Vakuumumgebung

Folgende Ausführungen aus [Lat81] lassen das Grundprinzip von Überschlägen bzw. Strömen auf Isolatoren erkennen. Es zeigt sich dabei, warum es auch im UHV-Bereich zu massiven Überschlägen zwischen den Elektroden am Isolator kommen kann. Anlaß für die folgenden Ausführungen sind Beobachtungen von Leuchterscheinungen an den Isolatoroberflächen. In Hochspannungsaufbauten im Vakuum sind Glas- oder Keramikbauteile zur elektrischen Isolierung der unter Hochspannung stehenden Elektroden unvermeidbar. Aus praktischer Sicht ist es daher wichtig, daß diese Verbindungen die Spannung genausogut halten können wie vergleichbar lange Vakuumstrecken. Tatsächlich reichen die festen Isolatoren in ihrer Isolationswirkung nicht an eine entsprechend große Vakuumlücke heran, selbst wenn die Isolatoreigenschaften des betrachteten Materials theoretisch eigentlich sogar besser sind. Die Erklärung dieser Unterschiede konzentriert sich auf die Rolle der Isolatoroberfläche, die oft der Ausgangspunkt für Überschläge zwischen den Elektroden ist. Eine Möglichkeit, dieses Problem in einer praktischen Situation anzugehen, besteht darin, dafür zu sorgen, daß die Länge des Isolators in Feldrichtung deutlich größer ist als die entsprechende Weite der

Vakuumlücke. Es zeigt sich jedoch, daß diese Vorsichtsmaßnahme allein nicht ausreicht, die Isolationsleistung zu garantieren.

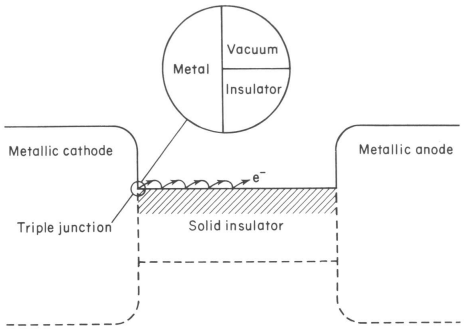


Fig. A.1 A schematic illustration of the physical regime associated with a "solid" high voltage insulator: also shown is the "hopping" mode by which electrons travel from cathode to anode.

Abbildung 6.18 — Detail des Übergangs Metall/Isolator/Vakuum (aus [Lat81]); Näheres siehe engl. Untertitel.

Als Ergebnis früherer Arbeiten (siehe Referenzen in [Lat81]) ist weitestgehend akzeptiert, daß die Überschläge an der Oberfläche von Isolatoren eine direkte Folge von Sekundärelektronenemission sind, die zu einer positiven Aufladung der Isolatoroberfläche führt. Es wird angenommen, daß die für die Ausbreitung eines Überschlags notwendigen Bedingungen auf der Oberfläche durch Feldemission von Elektronen am kathodenseitigen Schnittpunkt Metall/Vakuum/-Isolator (engl. *tripel–junction*) hervorgerufen werden, sobald das angelegte Feld einen gewissen Schwellenwert übersteigt. In der ersten Phase wird die Isolatoroberfläche in der Nähe der Kathode infolge eines „regenerativen“ Sekundärelektronenemmissionsmechanismus positiv aufgeladen. Die Sekundärelektronenemission hat ihre Ursache im Beschuß des Isolators mit Elektronen, die durch Feldemission am oben genannten Schnittpunkt Metall/-Vakuum/Isolator entstehen. Durch die positive Aufladung des Isolators nimmt das elektrische Feld an der Kathode und damit die primäre Elektronenemission weiter zu, bis ein Punkt erreicht wird, ab dem der aufgeladene Bereich sich rapide über die Isolatoroberfläche ausbreitet. Der vermutliche Mechanismus ist in Abb. 6.18 gezeigt, wobei Elektronen unter dem Einfluß des angelegten elektrischen Feldes in der Vakuumschicht knapp über der Isolatoroberfläche entlang des Isolators zur Anode „hüpfen“ und somit einen *pre-breakdown current* initiieren. Da bei den meisten Isolatormaterialien die Sekundärelektronenrate δ_e von der Primärenergie U, wie in Graphik 6.19 gezeigt, abhängt, folgt daraus, daß es einen breiten Energiebereich ΔU gibt, in dem δ_e größer als 1 ist, d.h. daß es zu einer Verstärkung kommt. Hierbei liegen die Primärenergien typischerweise zwischen $U_1 \sim 20 - 100\,\mathrm{eV}$ und $U_2 \sim 1 - 5\,\mathrm{keV}$ und $(\delta_e)_{max} \sim 6$. Falls nun die von einem Elektron während seines Weges außerhalb des Isolators

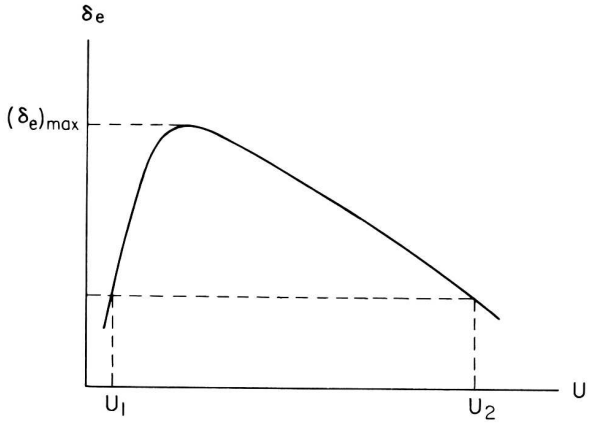


Abbildung 6.19 — Der typische Verlauf der Sekundärelektronenrate δ_e in Abhängigkeit von der Energie U der Primärelektronen.

aufgenommene Energie größer als U_1 wird, was meistens der Fall ist, so kommt es aufgrund des Lawineneffekts zu einer zunehmenden positiven Ladungsverteilung auf der Isolatoroberfläche (Abb. 6.20). Durch das weiter zunehmende elektrische Feld auf der Isolatoroberfläche

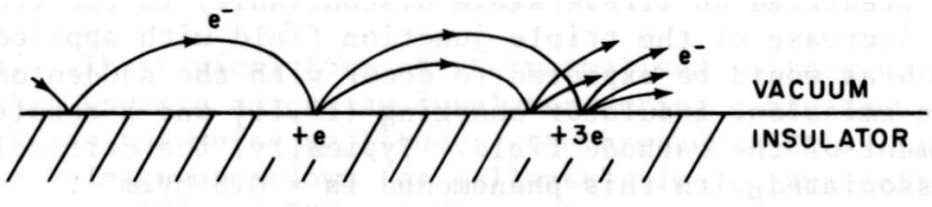


Abbildung 6.20 — Bildliche Darstellung des Mechanismus, wie das „Hüpfen“ der Elektronen zu einer positiven Aufladung des Isolatoroberfläche führen kann.

werden die Elektronen nach immer kürzeren Strecken auf den Isolator zurückbeschleunigt, bis ein Punkt erreicht ist, ab dem die Elektronen im elektrischen Feld zwischen den Elektroden nur noch $\sim 20\,\mathrm{eV}$ an Energie aufnehmen können, wodurch die Sekundärelektronenrate $\delta_\mathrm{e} \to 1$ geht, d.h. die Elektronenvervielfachung bricht ab. Tatsächlich aber führt die durch den erwähnten Lawinenprozeß aufgeladene Isolatoroberfläche zu einer sich verstärkenden Vervielfachung der Sekundärelektronen und damit zu einem hohen Stromfluß, ausgedehnt über eine große Fläche. Dem gegenüber stehen für Isolatoren Entladezeiten von mehreren Stunden bei einem Druck von $p \sim 10^{-9}\,\mathrm{mbar}$.

Die Leuchterscheinungen an den Isolatoroberflächen lassen sich schließlich dadurch erklären, daß durch vermehrten Beschuß der Oberfläche durch Elektronen nach dem oben erwähnten Prinzip der Lawinenausbreitung auch Restgasatome aus der Elektrodenoberfläche herausgeschlagen werden können. Es bildet ich somit in der Nähe der Oberfläche eine Schicht von freigesetzten Gasatomen, die unter dem Beschuß durch Elektronen angeregt werden können. Das Leuchten ist demnach das Fluoreszenzleuchten von Restgasatomen aus der Isolatoroberfläche.

7 Speicherung von Rubidiumatomen in elektrischen Wechselfeldern

7.1 Einleitung

Nachdem sichergestellt worden ist, daß ein ausreichend kaltes Ensemble von Rubidiumatomen im Zentrum der elektrische Falle positioniert werden kann, kann nun der letzte Schritt zur Demonstration des auf elektrischen Wechselfeldern beruhenden Fallenprinzips gemacht werden: Der Aufbau und die Durchführung der Experimente zur Speicherung von Rubidiumatomen in elektrischen Feldern.

Aufbau

Die experimentellen Voraussetzungen sind insoweit gegeben, daß der Aufbau der elektrischen Falle (die Elektrodenanordnung) schon in dem MOT-Aufbau integriert ist, die Hochspannungsschalter ebenso während des Betriebes der magneto-optischen Falle eingesetzt werden und der Aufbau zur Beobachtung des kalten Rubidiumensembles in der MOT zum Nachweis der in der elektrischen Falle gespeicherten Atome mitbenutzt werden kann. Der Aufbau der elektrischen Schalter ist ausführlich in Kapitel 6.2 behandelt worden, in Kapitel 6.3 wird auf die Elektrodenanordnung der elektrischen Falle und die Spannungszuführung eingegangen; die Charakterisierung der magneto-optischen Falle erfolgte im Rahmen der Bereitstellung eines kalten Rubidiumensembles am Ort der elektrischen Falle im ersten Teil der Arbeit in Kapitel 3.3.

Experiment

Das Aufzeigen einer speichernden Wirkung durch elektrische Wechselfelder auf die kalten Rubidiumatome ist als erste Etappe zu Speicherung von Atomen in elektrischen Feldern zu sehen. Der Versuchsaufbau gestattet es dabei jedoch nur, die zweidimensionale Wirkung der Felder zu betrachten. Zu zeigen ist also, daß sich unter dem Einfluß der elektrischen Felder entlang der Fallenachse nach einer vordefinierten Fallenbetriebsdauer Δt_{Falle} ein nachweisbarer Anteil von Rubidiumatomen hält. Als Vergleich dazu dienen Beobachtungen der freien Expansion der Rubidiumwolke, insbesondere nach derselben Zeitdauer Δt_{Falle}, wobei der Kühllaser geblockt wird, die anliegenden elektrischen Spannungen jedoch konstant bleiben. Grundsätzlich läßt sich der Versuchsablauf in drei Phasen unterteilen:

- Ladephase der MOT
- Betrieb der elektrischen Falle durch Schalten der an den Elektroden anliegenden Hochspannung
- Nachweis der im Detektionsvolumen noch vorhandenen Atome

7.2 Ladephase der MOT

Dem Experiment liegt eine Wiederholrate von 2 - 3 Sekunden zwischen den Messungen zugrunde, wobei während des Betriebs der elektrischen Falle und dem Nachweis verbliebener Rubidiumatome im Fallenvolumen der Kühl- und Speicherlaser (TiSa) der magneto-optischen Falle für eine Zeitdauer von 300 ms ausgeschaltet wird. Durch diese Periodizität wird sichergestellt, daß zum Zeitpunkt des Ausschaltens der MOT nahezu identische Bedingungen bzgl. des kalten Ensembles von gespeicherten Rubidiumatomen herrschen. Während der Zeitspanne von 1,7-2,7 Sekunden, in der die Fallenlaser eingestrahlt werden, füllt sich die MOT immer wieder neu mit Rubidiumatomen aus dem Hintergrundgas. Wie in Kapitel 3.3.3 gezeigt, sind die gemessenen Zeitkonstanten für das Laden der Falle deutlich kürzer ($\tau = 0{,}4 - 0{,}6\,\mathrm{s}$), wodurch sichergestellt ist, daß die maximal mögliche Anzahl Atome ($N_{Rb} \approx 10^5 \ldots 10^6$) für das weitere Experiment zur Verfügung steht.

7.3 Betrieb der elektrischen Falle - zeitlicher Ablauf des Experiments

7.3.1 Schaltschema

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über den zeitlichen Ablauf der Experimente gegeben. Ausführlich betrachtet werden dabei insbesondere die Verschaltungen für die Ansteuerung der Hochspannungsschalter und des Photomultipliers.

Ein Meßzyklus besteht aus der Ladephase der magneto-optischen Falle (der MOT-Phase), dem Betrieb der elektrischen Falle nach Ausschalten der MOT und dem anschließenden Nachweis der verbliebenen Atome. Die Zeitabfolge der einzelnen Phasen ist in Abbildung 7.1 anhand der jeweiligen TTL-Signale gezeigt. Als Taktgeber fungiert ein NIM-Einschub, der TTL-Pulse mit Frequenzen zwischen 0 und 10 Hz bereitstellen kann. Bezüglich dieses TTL-Signals werden alle nachfolgenden Komponenten geschaltet. Die Verzögerungszeit t bezüglich des eingehenden Signals sowie die Pulsbreite Δt der jeweiligen Schaltpulse werden mittels Gate-Generatoren eingestellt. Direkt mit TTL-Pulsen aus den Gate-Generatoren werden der Photomultiplier, der Kühllaser-Shutter, der Probelaser-Shutter und der Frequenzgenerator für die Hochspannungschalter geschaltet. Die Zeitabstände zwischen den einzelnen Schaltpulsen ergeben sich aus den Schaltcharakteristiken der jeweiligen Geräte. Die beiden in Abb. 7.1 hervorgehobenen Zeitabstände Δt_1 und Δt_2, um die die Schaltpulse für die Lasershutter vorverlegt werden müssen, entsprechen den Verzögerungszeiten, nach denen der Laserstrahl unterbrochen wird bzw. durchgelassen wird. Der frühe Schaltpunkt des Photomultipliers stellt sicher, daß dieser zum Startzeitpunkt der elektrischen Falle aktiv ist, d.h. daß die Betriebsspannung von 1000 V anliegt (siehe folgendes Unterkapitel). Für die Meßdatenerfassung wird letztendlich der Start des elektrischen Fallenbetriebs als eigentlicher Zeitnullpunkt festgelegt.

7.3.2 Synchronisierung der drei Hochspannungsschalter

Die Ansteuerung der verwendeten Hochspannungsschalter erfolgt mittels TTL-Pulsen. Ist das TTL-Signal auf „*low*“, so wird der negative Eingang des HV-Schalters auf den Ausgang geschaltet, während bei „*high*“ der positive Eingang am Ausgang anliegt. Die Schaltfrequenz

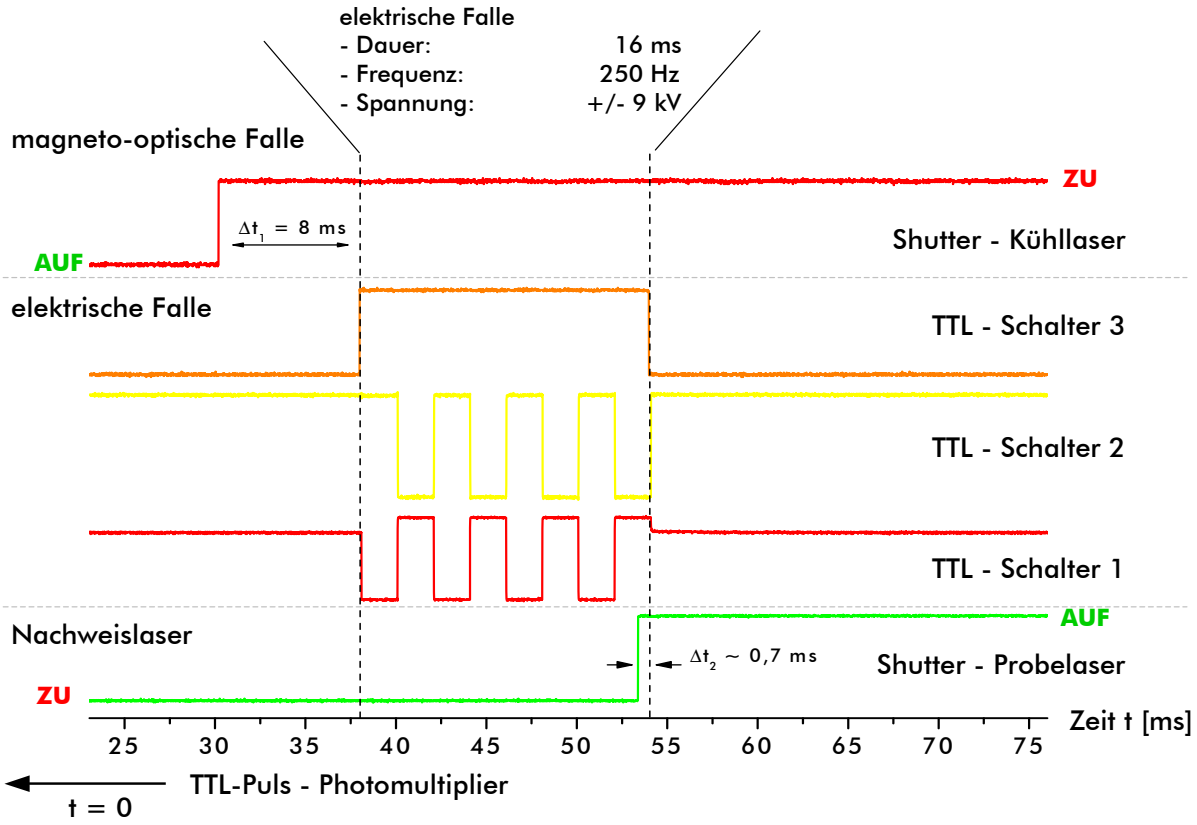


Abbildung 7.1 — Der zeitliche Ablauf des Experiments, aufgeteilt in die drei Phasen jeder Einzelmessung. Als gemeinsamer Zeitnullpunkt dient der Beginn des TTL-Pulses zum Schalten des Photomultipliers. Besonders gekennzeichnet sind die Verzögerungszeiten der eingesetzten Shutter ($\Delta t_1, \Delta t_2$). Zusätzlich sind die Parameter des elektrischen Fallenbetriebs angegeben.

für die beiden Schalter, die das elektrische Wechselfeld betreiben, wird von einem Frequenzgenerator (AGILENT 33220A) erzeugt. Dabei wird der Generator im sog. „*Burst*"-Modus betrieben, d.h. solange an dem vorhandenen externen *Gate*-Eingang ein Signal anliegt, wird die am Gerät eingestellte Funktion mit der vorgegebenen Frequenz und Amplitude auf den Ausgang gegeben. Endet der Signalpuls am *Gate*-Eingang zu einem beliebigen Zeitpunkt innerhalb einer Periode des Ausgangssignals, so wird diese Periode noch beendet.

Wie schon im Kapitel zur Charakteristik der magneto-optischen Falle erwähnt, liegen die Fallenstäbe während der Zeit, in der die elektrische Falle nicht betrieben wird, alle auf demselben positiven Potential. Daraus ergibt sich, daß die TTL-Signale der drei zu schaltenden HV-Schalter in dieser Zeit im „*high*"-Zustand vorliegen müssen. Der Frequenzgenerator bietet die Möglichkeit, daß das am Ausgang anliegende Signal invertiert werden kann, d.h. in der Zeit, in der am *Gate*-Eingang kein Signal anliegt und somit die elektrische Falle nicht betrieben wird, liegt eine Spannung mit der eingestellten Amplitude an. Um nun eine größtmögliche Synchronizität zwischen den Schaltpulsen der HV-Schalter zu gewährleisten, basiert die Steuerung einzig auf der Ausgabe des Frequenzgenerators (Signalausgang und SYNC-Ausgang). Durch den Einsatz von HEXFETs, wie sie schon im Magnetfeldschalter verwendet worden sind (Typ IRL3803), gibt es aufgrund der geringen Schaltzeiten der Halbleiterschalter keine zeitlichen Verzögerungen zwischen den Schaltern.

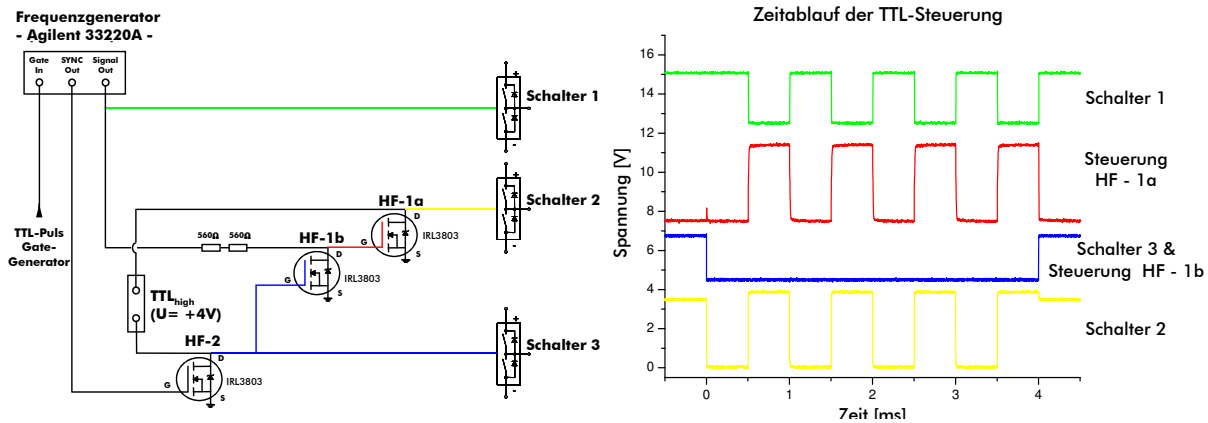


Abbildung 7.2 — Die elektronische Verschaltung und der zeitliche Verlauf der TTL-Steuerung für die zum Betrieb der elektrischen Falle notwendigen Hochspannungschalter. Die beiden Widerstände à 560 Ω verhindern während der MOT-Phase das Absinken der Spannung des Ausgangssignals des Frequenzgenerators unter den Schaltpunkt des HV-Schalters 1.

Die gesamte TTL-Steuerung der HV-Schalter sowie der zeitliche Verlauf der Steuersignale ist in Abb. 7.2 zusammengefaßt. Das Ausgangssignal des Frequenzgenerators steuert direkt den ersten HV-Schalter und liefert die *Gate*-Spannung für den HEXFET HF-1a, der eine konstante Spannungsquelle als Steuersignal für den zweiten Schalter schaltet. Dadurch ergibt sich während des Betriebes der elektrischen Falle die gewünschte Gegenphasigkeit der Schaltzustände. In der MOT-Phase muß allerdings dafür gesorgt werden, daß beide Schalter im selben Zustand sind. Daher wird die *Gate*-Spannung für den HEXFET HF-1a mittels eines weiteren HEXFETs (HF-1b) in dieser Zeit auf Erdpotential gezogen. Die Steuerung des HEXFETs HF-1b übernimmt schließlich das Steuersignal des dritten HV-Schalters. Dieser Schalter schaltet den Fallenstab, dessen Spannung während des Betriebs der elektrischen Falle zwar konstant aber negativ sein muß. In der MOT-Phase muß dieser Fallenstab jedoch ebenfalls auf positiver Spannung liegen. Analog der Steuerspannung für den zweiten Schalter wird auch beim dritten Schalter eine konstante Spannungsquelle verwendet. Diese Spannung wird ebenfalls mit einem HEXFET (HF-2) geschaltet, wobei an dessen *Gate*-Anschluß das vom Frequenzgenerator gelieferte SYNC-Signal anliegt. Der SYNC-Ausgang liefert solange ein Signal, wie am *Gate*-Eingang des Frequenzgenerators eine Spannung anliegt.

7.4 Nachweis der gespeicherten Atome

Wie werden die nach dem Ausschalten der magneto-optischen Falle im Fallenvolumen verbleibenden Rubidiumatome detektiert? Ein zusätzlicher Laser wird entlang der Fallenachse durch die in den Halterungen für die Elektrodenstäbe vorhandenen Bohrungen (siehe Kapitel 6.3) eingekoppelt. Dabei wird die Wellenlänge des Lasers so eingestellt, daß der atomare Übergang aus dem $5\,^2S_{1/2}$, $F = 2$- Zustand in den $5\,^2P_{3/2}$, $F' = 3$- Zustand (d.h. der ursprüngliche Kühlübergang in der MOT) angeregt werden kann. Sind noch Rubidiumatome im Detektionsvolumen vorhanden, so machen sich diese durch Abstrahlung von Fluoreszenzlicht bemerkbar, was mittels des Photomultipliers erfaßt werden kann. Einen Gesamtüberblick über den Aufbau zum Nachweis der Rubidiumatome ist in der Abbildung 7.3 gezeigt. Als Probelaser kommt ein kommerzieller gitterstabilisierter Diodenlaseraufbau

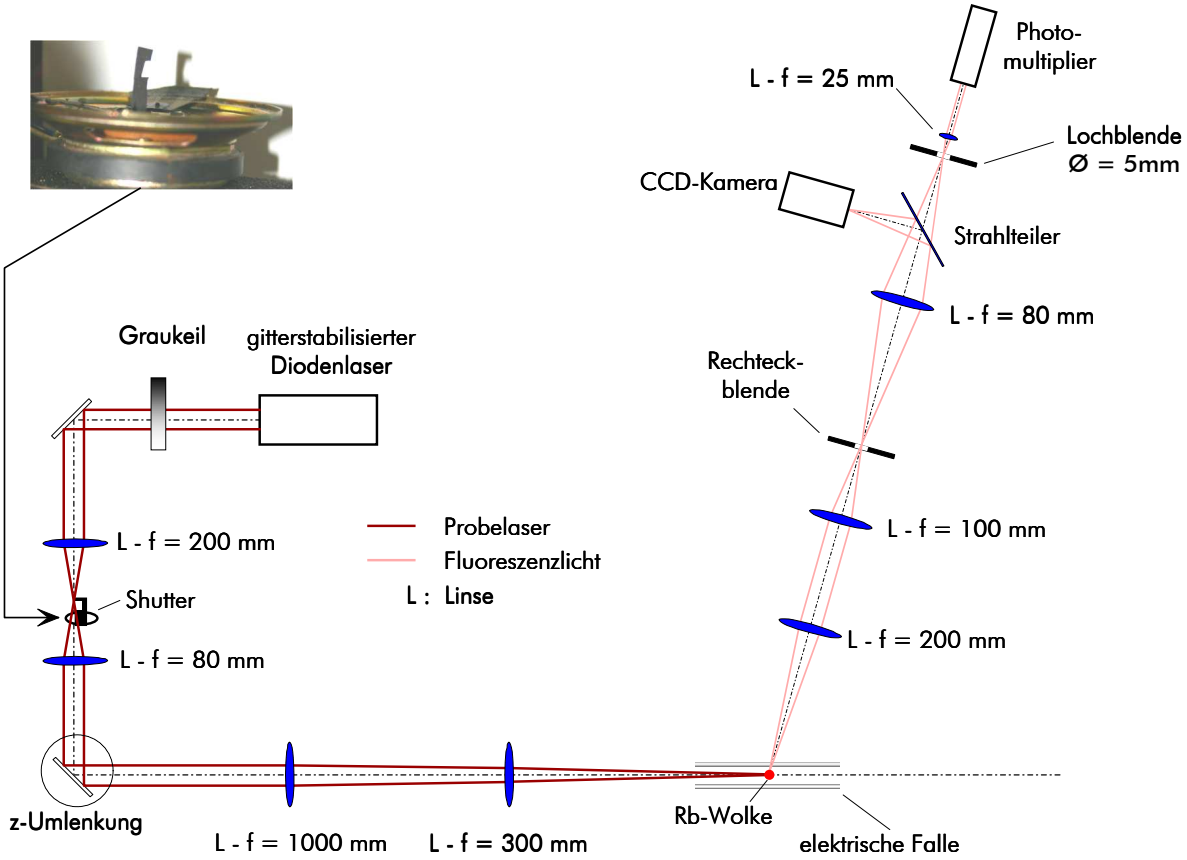


Abbildung 7.3 — Aufbau zum Nachweis der gespeicherten Rubidiumatome in der elektrischen Falle. In der linken Hälfte ist der Strahlengang des Probelasers skizziert, während rechts der Aufbau zur Abbildung der Rubidiumatome auf die Öffnung des Photomultipliers bzw. auf die CCD-Kamera gezeigt ist, wobei der Winkel der optischen Achse des Nachweisaufbaus dem des tatsächlichen Aufbaus entspricht.

(TUI) zum Einsatz. Der Wellenlängenbereich wird grob durch kurzfristiges Einkoppeln in den Spektroskopieaufbau zur Stabilisierung des Rückpumplasers bestimmt. Die Feineinstellung erfolgt anhand des störenden Einflusses auf die in der MOT gespeicherten Atome. Dazu wird der Probelaser während des Betriebs der MOT eingestrahlt und seine Wellenlänge variiert.

Wird dabei eine atomare Resonanz getroffen, so wird die Funktionsweise der MOT je nach Stärke des atomaren Übergangs mehr (die Rubidiumwolke verschwindet ganz) oder weniger (die Fluoreszenz nimmt merklich ab) beeinflußt. Somit kann auf diese Weise der Probelaser ziemlich exakt auf den oben erwähnten Übergang eingestellt werden. Das Schalten des Lasers erfolgt durch ein lichtundurchlässiges Pappfähnchen, das auf einem PC-Lautsprecher befestigt ist (nach K. Singer et al.[Sin02], siehe Photo in Abb. 7.3). Die Ansteuerung des Lautsprechers erfolgt durch einen TTL-gesteuerten elektronischen Schalter. Der kurzzeitig erreichbare Hub liegt bei ca. 2 mm. Für schnelle Schaltzeiten ($\tau \approx 0{,}7$ ms, siehe Abb. 7.4) wird der Schalter in den Brennpunkt der eingesetzten 200 mm-Linse gestellt. Hinter dem Schalter befindet sich eine weitere Linse ($f = 80$ mm), wodurch der Strahldurchmesser an dieser Stelle schon reduziert wird. Durch Umlenkspiegel wird der Laserstrahl auf die Höhe des Zentrums der elektrischen Falle gebracht, wo er dann parallel zum optischen Tisch durch zwei Linsen mit 1000 mm bzw. 300 mm Brennweite geführt wird. Diese Linsen stellen sicher, daß der Strahldurchmesser innerhalb der Stabstruktur der elektrischen Falle kleiner als 2 mm wird. Die Justage des Lasers erfolgt mittels der beiden Spiegel der z-Umlenkung so, daß der Strahl mittig durch den Aufbau geht. Zum Nachweis des Fluoreszenzlichtes der angeregten

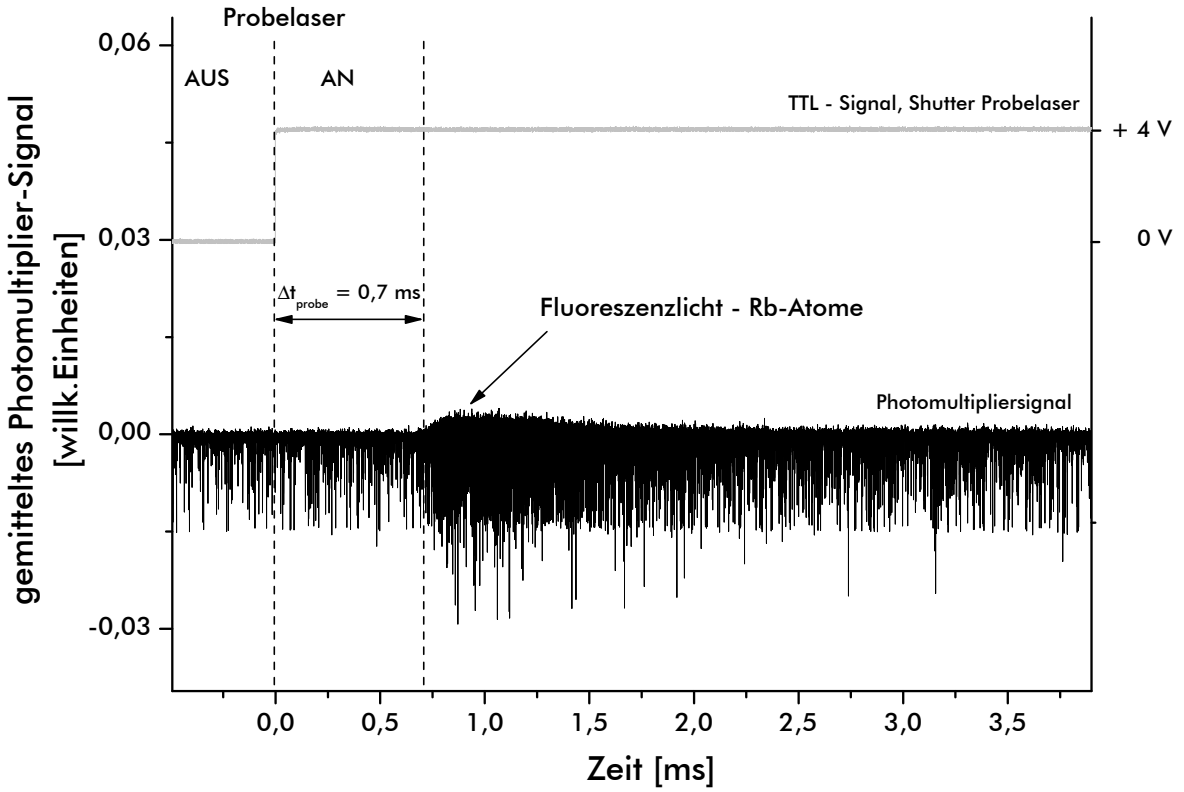


Abbildung 7.4 — Messung der Ansprechzeit des Probelaser-Shutters. Bezüglich des schaltenden TTL-Pulses beträgt die Verzögerungszeit, mit der der Laser durchgelassen wird, ca. 0,7 ms.

Rubidiumatome wird der schon bei den Experimenten zur Bestimmung der Eigenschaften der MOT eingesetzte Photomultiplier benutzt. Da die zu erwartende Stärke des Fluoreszenzlichtes aufgrund der geringen Anzahl der Rubidiumatome sehr schwach ist, wird das Signal des Photomultipliers mit Hilfe eines Vorverstärkers (EG&G Ortec, VT120A) verstärkt.

7.4.1 Schalten des Photomultipliers

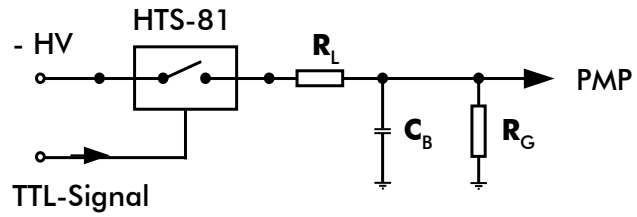


Abbildung 7.5 — Beschaltung der Photomultiplierversorgung

Um Sättigungseffekte am Photomultiplier auszuschließen, wird dieser nur während der Zeit aktiviert, in der der eigentliche Kühllaser geblockt ist, also die MOT ausgeschaltet ist. Das Schalten eines Photomultipliers kann auf verschiedenen Wegen realisiert werden. Schaut man sich das Funktionsprinzip des Detektors an, so wird die Signalverstärkung dadurch erzielt, daß ein an der Photokathode durch Lichteinfall freigesetztes Elektron (Photoeffekt) beschleunigt wird und durch eine geeignete Dynodenanordnung und -verschaltung eine Elektronenlawine auslöst, welche letztendlich an der Anode ein meßbares Signal erzeugt. Im allgemeinen wird an die Photokathode eine negative Hochspannung angelegt. Die dann folgenden Dynoden sind im Vergleich zur Kathodenspannung positiv geladen, wobei die positive Spannung von Dynodenstufe zu Dynodenstufe zunimmt. Der Angriffspunkt für das Schalten einer Photomultiplierröhre ist das Unterbinden der Ausbreitung der Ladungslawine. Sind sehr hohe Anforderungen an die Schaltzeit gestellt, so kann explizit entweder nur die Kathodenspannung oder Gruppen von Dynoden geschaltet werden. Die elektrische Verschaltung der Röhre muß dementsprechend modifiziert werden. Sind jedoch, wie im vorliegenden Fall, die Schaltzeiten nicht so kritisch, kann die gesamte Versorgungsspannung geschaltet werden. Die Versorgungspannung von $U = -1000\,\mathrm{V}$ (HEINZINGER, -3 kV, 60 mA) wird von einem Hochspannungschalter vom Typ HTS-81 (BEHLKE) TTL-gesteuert geschaltet. Die Schaltskizze in Abb. 7.5 zeigt den Aufbau der Schaltung, wobei der eingesetzte Widerstand ($R_L = 100\,\mathrm{k}\,\Omega$) zusammen mit dem Kondensator ($C_B = 100\,\mathrm{nF}$) nominell zu einer Aufladekonstanten von $\tau = 10\,\mathrm{ms}$ führen. Der zeitliche Verlauf der Spannung ist in Abb. 7.6 gezeigt. Im Schaltschema des gesamten Experiments (siehe Abb. 7.1) erfolgt der Start der elektrischen Falle 38 ms nach dem TTL-Puls für den Photomultiplier. Dieser Zeitpunkt ist in der vergrößerten Wiedergabe des Spannungsverlaufs während des Einschaltens markiert, woraus zu entnehmen ist, daß der Photomultiplier zur Zeit des Betriebs der elektrischen Falle aufnahmebereit ist. Das Ausschaltverhalten wird durch den Widerstand $R_G = 0{,}96\,\mathrm{M}\,\Omega$ gegen Erde bestimmt, wobei dieser in Kombination mit dem Pufferkondensator C_B zu einer Entladekonstanten von $\tau = 100\,\mathrm{ms}$ führt. Diese Zeit ist jedoch bei der Repetitionsrate des Experiments von 2 - 3 Sekunden zu vernachlässigen.

7.5 Datenerfassung und Auswertung

7.5.1 Datenerfassung

Für die Datenerfassung steht im wesentlichen ein LeCroy-Oszilloskop (WaveRunner LT584) zur Verfügung. Als Datenquelle dient der Photomultiplier, dessen Signale unter Einsatz eines zusätzlichen Verstärkers direkt dem Oszilloskop zugeführt werden. Aufgrund seiner hohen Speichertiefe[1] lassen sich mit dem Oszilloskop Messungen über mehrere Millisekunden bei

[1] lt. LeCroy-Datenblatt 4 Mpts/Ch (maximale Anzahl der Meßpunkte pro Kanal);
Mpts/Ch: *engl.* Megapoints/Channel

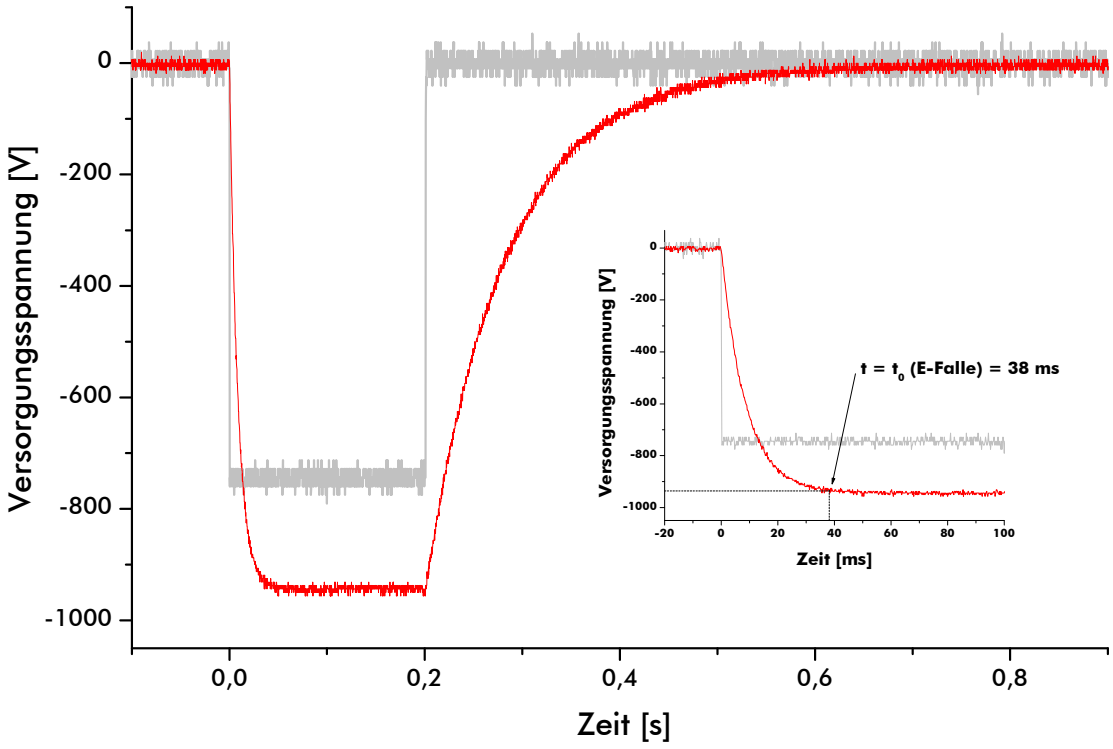


Abbildung 7.6 — Das zeitliche Verhalten der Versorgungsspannung des Photomultipliers während der Schaltvorgänge. In der eingefügten Graphik ist der Einschaltvorgang vergrößtert dargestellt (siehe Bemerkung im Text). Das schaltende TTL-Signal ist dem Spannungsverlauf unterlegt (grau).

einer Zeitauflösung von $< 50\,\mathrm{ns}$ aufnehmen. Damit ist gewährleistet, daß die Photomultiplier-Pulse zeitaufgelöst erfaßt werden können und somit in den Einzelmessungen eine Pulszählung möglich ist. Als Beispiel für das Ergebnis einer Einzelmessung ist in Abb. 7.7 eine Aufnahme eines einzelnen Photomultiplierspektrums über eine Zeitspanne von 6 ms gezeigt; dabei beträgt die Zeitauflösung 40 ns/Kanal. Die Begrenzung der Signalhöhe im negativen Bereich ist eine Folge der gewählten y-Achsen-Skalierung am Oszilloskop. Zusätzlich sind aus dem Gesamtspektrum für zwei verschiedene Phasen des Experiments jeweils Ausschnitte herausvergrößert, die eine Zeitspanne von $300\,\mu\mathrm{s}$ umfassen. Die in Ausschnitt **i)** registrierten Pulse stammen hauptsächlich von Streulicht des in dieser Phase permanent eingestrahlten Rückpumplasers, die Zunahme der Pulsrate in Ausschnitt **ii)** ist auf das Fluoreszenzlicht der durch den Probelaser angeregten Rubidiumatome zurückzuführen.

7.5.2 Auswertung

Als Datensätze zu den einzelnen Meßreihen liefert das Oszilloskop zum einen das über mehrere Einzelmessungen gemittelte Photomultipliersignal sowie dasjenige Original-Photomultipliersignal, das als letztes dem gemittelten Signal hinzugefügt worden ist. Die Messungen, bei denen kurz nach dem Ausschalten der magneto-optischen Falle die Rubidiumatome über ihr Fluoreszenzlicht nachgewiesen werden, liefern sowohl in der Mittelung, wie auch in der Einzelmessung ein ausreichend starkes Signal. Im Gegensatz dazu gestaltet sich der Nachweis, ob

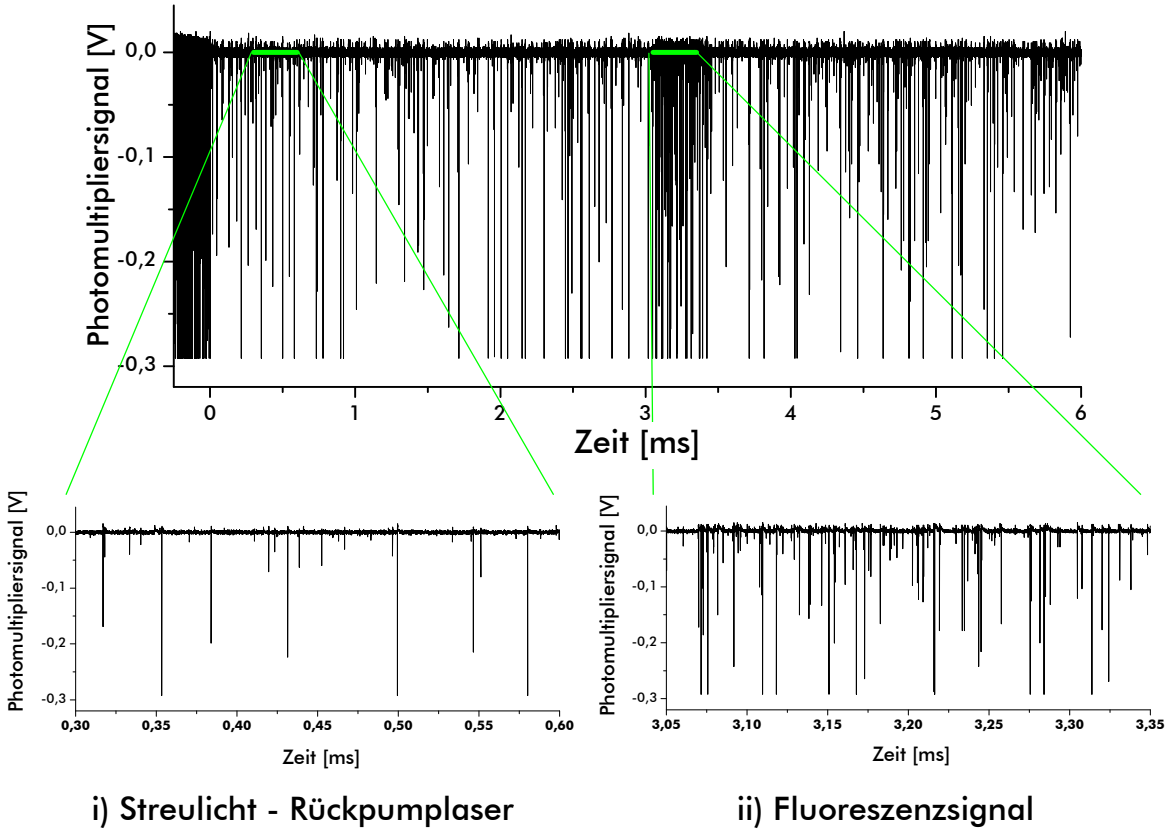


Abbildung 7.7 — Aufnahme eines einzelnen Photomultiplierspektrums über eine Zeitspanne von 6 ms, sowie herausvergrößert die einzelnen Photomultiplier-Signale zum einen (**i**) während der Phase, in dem nur der Rückpumplaser eingestrahlt wird (Signal durch Streulicht verursacht), zum anderen (**ii**) zum Zeitpunkt der Detektion der Rubidiumatome (Signal durch Fluoreszenzlicht verursacht).

nach der Laufzeit der elektrischen Falle von 16 ms noch Rubidiumatome im detektierbaren Volumen vorhanden sind, schwieriger, da nicht durchweg jede Einzelmessung Fluoreszenzlicht registriert. Hierbei zeigt sich letztendlich nur in dem gemittelten Photomultipliersignal ein meßbarer Beitrag von Fluoreszenzphotonen. Daß nicht jede Einzelmessung für sich genommen ein Signal der gespeicherten Rubidiumatome liefert, deutet darauf hin, daß es zu Schwankungen in den Betriebsparametern bzw. eventuell auch in der MOT-Laserstrahllage kommen kann, die dafür sorgen, daß die kalte Rubidiumwolke einerseits räumlich nicht exakt an der selben Stelle steht, andererseits das Laden der MOT nicht gleichmäßig erfolgt.

Wertet man nun die aufgenommenen gemittelten Spektren dahingehend aus, daß man analog zur Funktionsweise eines Photonenzählers mit einem *Gate* mit einer Breite von z. B. $\Delta t = 80\,\mu$s das aufgenommene Signal abfährt und dabei pro Zeitintervall nur die Meßwerte zählt, die unter einem gewissen Schwellenwert (in dem gezeigten Beispiel wird $y_{Schwell} = -0{,}002$ vorgegeben) liegen, so erhält man eine Zählrate pro Zeitintervall, bei der an den Stellen mit einer hohen Photonenrate eindeutige Peaks erscheinen. Damit ergibt sich ein Diagramm, in dem die Anzahl der Photonenpulse innerhalb des Zeitintervalls des festgelegten *Gates* über der Zeit aufgetragen wird. In Abb. 7.8 ist der direkte Vergleich zwischen dem aus dem Oszilloskop gewonnenen Datensatz und der Zählrate gezeigt.

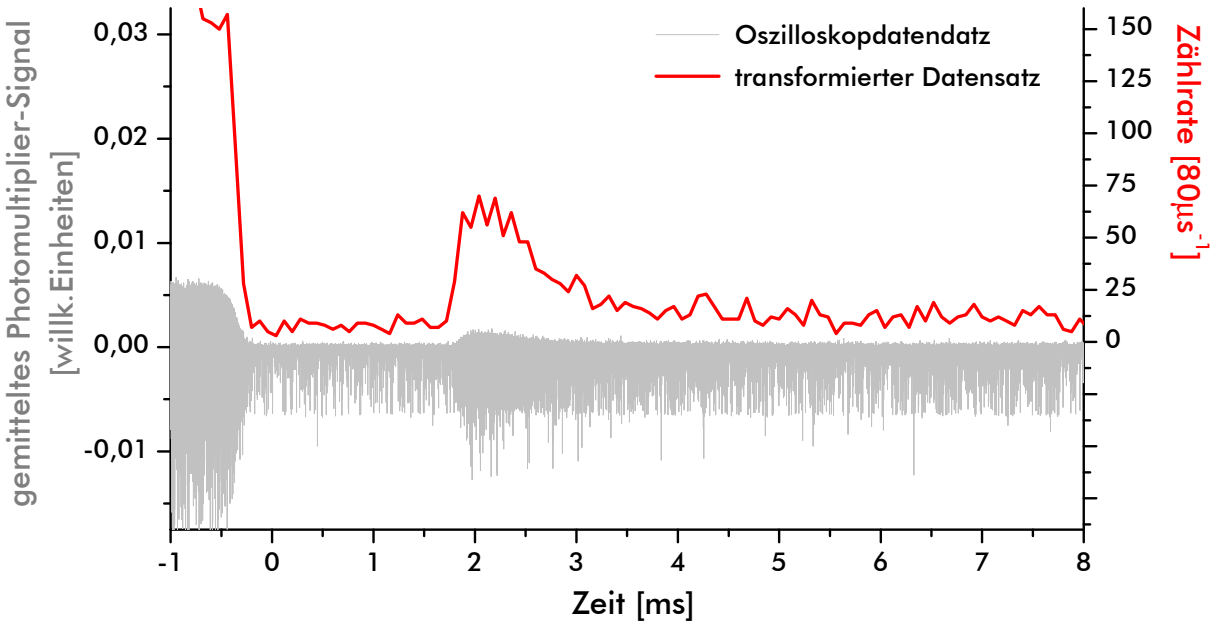


Abbildung 7.8 — Direkter Vergleich zwischen dem gemittelten Photomultipliersignal (grau) und dem sich daraus ergebenden Zählratenverlauf (rot).

7.6 Messungen und Diskussion

In dem folgenden Kapitel werden die Experimente zur zweidimensionalen Speicherung kalter Rubidiumatome in elektrischen Wechselfeldern vorgestellt. Die experimentelle Ausgangssituation basiert auf der Bereitstellung eines in der MOT gespeicherten ultrakalten Rubidiumensembles im Zentrum der elektrischen Fallenanordnung. Die theoretischen Randbedingungen für die Parameter der elektrischen Falle ergeben sich aus den durchgeführten Simulationsrechnungen. In einer ersten Meßreihe wird der Frage nachgegangen, inwieweit die Rubidiumatome nachgewiesen werden können, wenn sie ohne Betreiben der elektrischen Falle nach Ausschalten der magneto-optischen Falle frei expandieren. Im Anschluß daran erfolgen die Experimente zur zweidimensionalen Speicherung in elektrischen Feldern.

7.6.1 Freie Expansion der Rubidiumwolke

Um zu untersuchen, wie sich das Ensemble kalter Rubidiumatome nach Ausschalten der MOT verhält, wurden Meßreihen dahingehend durchgeführt, die zeitliche Entwicklung des Anteils der im Fallenvolumen verbliebenen Rubidiumatome während der freien Expansion, d.h. ohne äußere Einflüsse, aufzuzeigen. Mit diesen Messungen soll der Frage nachgegangen werden, ob die nach dem Betrieb der elektrischen Falle tatsächlich nachweisbaren Atome aufgrund der Wirkung der elektrischen Felder noch detektierbar sind oder ob diese unabhängig von der elektrischen Falle aufgrund ihrer geringen Geschwindigkeit noch im Fallenvolumen vorhanden sind.

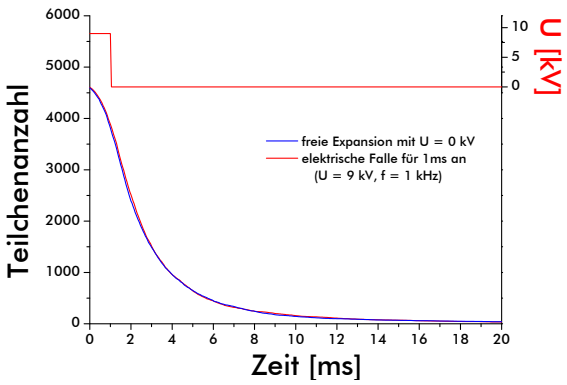


Abbildung 7.9 — Vergleich von simulierten Teilchenzahlentwicklungen während der freien Expansion mit und ohne kurzzeitiges Betreiben der elektrischen Falle.

Ausgegangen wird von einem in der MOT gespeicherten Rubidiumensemble mit den in Kapitel 3.3 ermittelten Eigenschaften. Der zeitliche Ablauf des Experiments entspricht dem im Kapitel 7.3 für das Betreiben der elektrischen Falle vorgestellten Schema. Im Unterschied dazu wird die elektrische Falle allerdings nur für den Zeitraum von 1 ms bei einer Frequenz von 1000 Hz betrieben. Der Grund dafür liegt in der Verschaltung, in der die Ansteuerung der HV-Schalter nicht separat getrennt werden kann. Der kurzzeitige Betrieb der Falle hat aufgrund der Kürze der Zeit und aufgrund der hohen Frequenz keinen Einfluß auf die Dynamik des kalten Rubidiumensembles (siehe Abb. 7.9). Um die zeitliche Entwicklung der Teilchenanzahl im Detektionsvolumen aufzuzeigen, wird der Probelaser zu verschiedenen Zeiten nach Ausschalten der magneto-optischen Falle eingestrahlt. Der Nachweis der Rubidiumatome nach verschiedenen Expansionszeiten ist anhand der gemittelten Photomultipliersignale in Abbildung 7.10 a) gezeigt. Der bei der ersten Begutachtung der Messungen signifikante Hinweis auf die im Detektionsbereich vorhandenen Rubidiumatome ist die auftretende Signalerhöhung, die sich nach einer Mittelung von durchschnittlich 30 Einzelmessungen ergibt. Sehr deutlich ist nach 1,6 ms ein starkes Signal des Fluoreszenzlichtes der vorhandenen Rubidiumatome zu erkennen. Mit zunehmender Expansionszeit wird das Signal der Rubidiumatome schwächer, bis es bei einer Expansionszeit von 10,5 ms nur noch

sehr schwach registriert wird. Für Aussagen über die tatsächliche Signalstärke können diese Spektren jedoch nicht herangezogen werden. Im Falle der freien Expansion zeigt sich, daß die parallel zu den gemittelten Datensätzen aufgenommenen Einzelmessungen zur Abschätzung der zeitlichen Entwicklung der Teilchenzahl eingesetzt werden können. Da die Einzelmessungen direkt das Photomultipliersignal wiedergeben, können daraus – wie in Kapitel 7.5.2 erörtert – Zählratenspektren gewonnen werden. Diese sind in der Graphik in Abb. 7.10 b) gezeigt. Integriert man nun über die Rubidium-Peaks, so erhält man ein Maß für die zeitliche

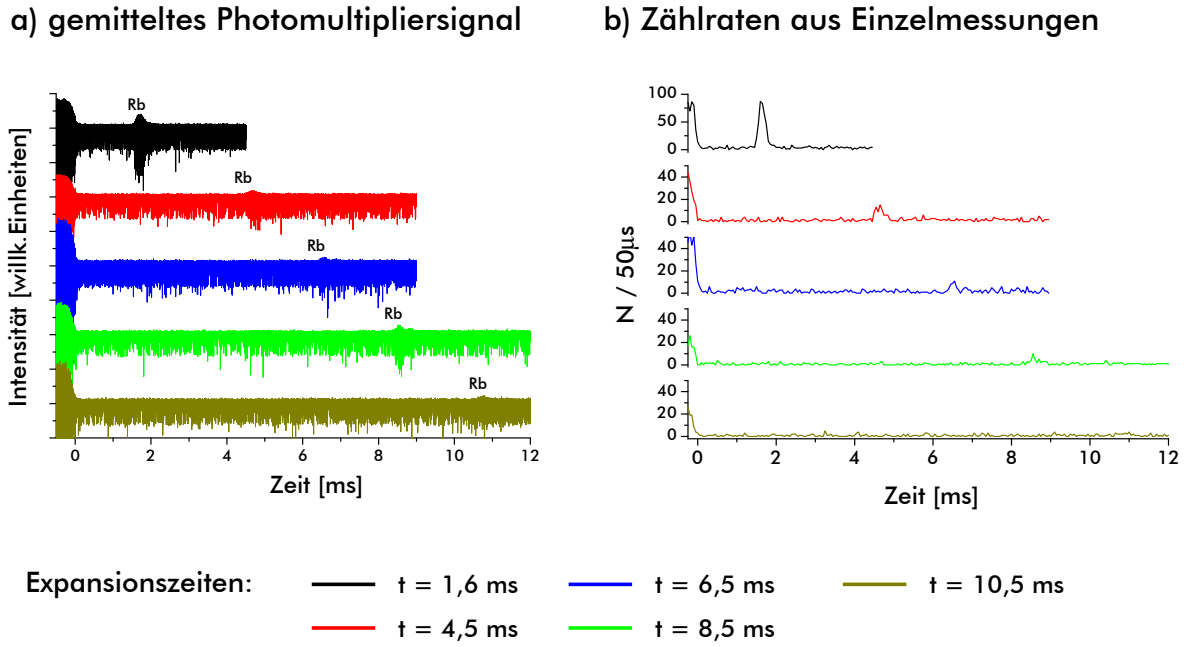


Abbildung 7.10 — Ergebnis der Messungen zur freien Expansion des in der MOT gespeicherten kalten Rubidiumensembles.

Teilchenzahlentwicklung. Diese kann dann mit Simulationsrechnungen bezüglich der freien Expansion einer Rubidiumwolke mit festgelegten Anfangsbedingungen verglichen werden. Die für den Vergleich zu den experimentellen Ergbenissen durchgeführte Simulation geht von einem Rubidiumensemble mit einer Ausdehnung von $2\sigma = 0{,}4\,\mathrm{mm}$ und einer Geschwindigkeitsverteilung, die einer Temperatur von $T = 0{,}3\,\mathrm{mK}$ entspricht, aus. Als Referenzpunkt, an dem die Teilchenzahl der Simulation der Teilchenzahl des Experiments angepaßt wird, dient der erste Meßpunkt zum Zeitpunkt $t = 1{,}6\,\mathrm{ms}$. Wie aus der Graphik in Abb. 7.11 zu entnehmen ist, kann der zeitliche Verlauf der experimentell ermittelten Zählraten gut mit der simulierten Teilchenzahlentwicklung für die angegebenen Anfangsparameter reproduziert werden.

Aus der Simulation zur freien Expansion läßt sich zusätzlich entnehmen, daß nach einer angestrebten Fallenbetriebsdauer von 16 ms nur noch ein Anteil von 0,5% der anfänglichen Teilchen im Detektionsvolumen zu finden sind. Damit sollte ein sichtbares Fluoreszenzsignal der Rubidiumatome nach dem Betreiben der elektrischen Falle ein Hinweis auf die speichernde Wirkung der Wechselwirkung des induzierten Dipolmoments in den Atomen mit dem inhomogenen elektrischen Feld sein.

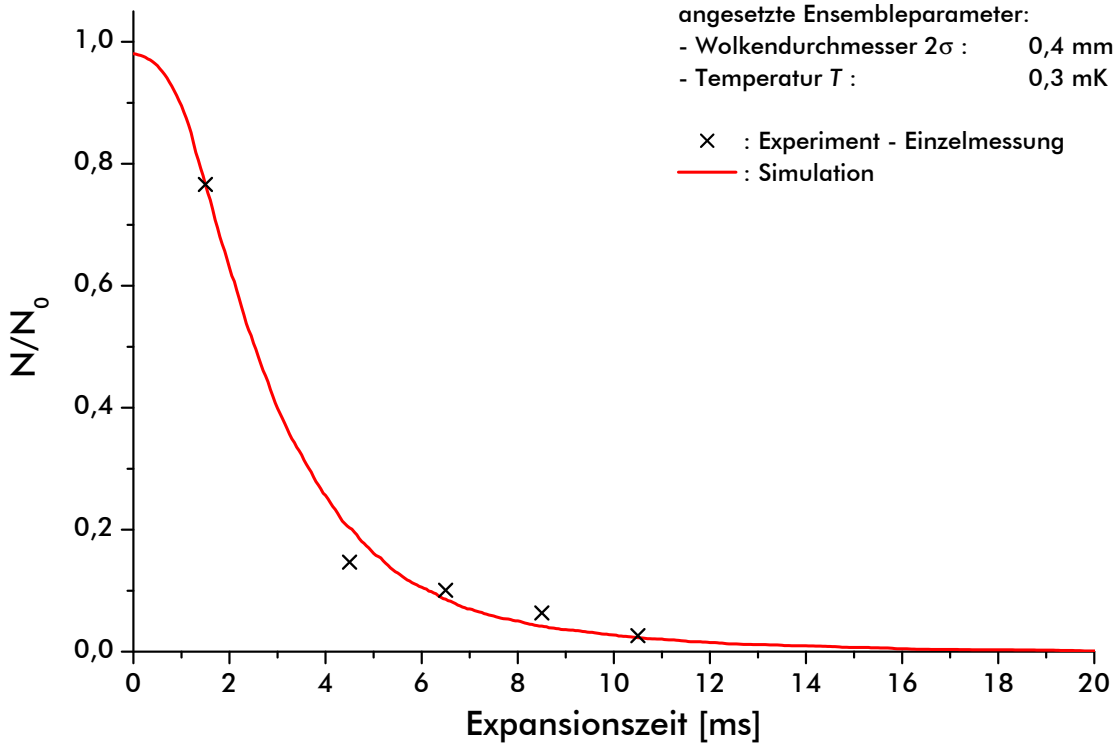


Abbildung 7.11 — Vergleich der experimentellen Teilchenzahlentwicklung mit dem simulierten Verlauf der freien Expansion.

7.6.2 Erwarteter Anteil umzuladender Atome

Bevor die eigentlichen Meßergebnisse präsentiert werden, soll an dieser Stelle noch folgendes betrachtet werden: die Frage nach dem Anteil der in der MOT gespeicherten Rubidiumatome, die sich aufgrund ihrer kinetischen Energie innerhalb des Einfangbereiches der elektrischen Falle befinden. Kurz: Wie hoch ist theoretisch die Effizienz des Umladens zwischen beiden Fallentypen und mit wievielen Atomen kann höchstens in der elektrischen Falle gerechnet werden?

Zur Beantwortung der Frage müssen drei Randbedingungen beachtet werden:

- Die ermittelte Ensembletemperatur in der magneto-optischen Falle beträgt 300 - 400 µK.
- Aus den Simulationen ergibt sich eine zweidimensionale mittlere Fallentiefe von $\sim$ 1,4 MHz, was einer Temperatur von 45 µK bzw. einer Geschwindigkeit von 0,11 m/s in der xy-Ebene entspricht.
- Die Ausdehnung der Wolke in z-Richtung erfolgt kräftefrei. Die Einschränkungen für die Geschwindigkeit in z-Richtung liefern jedoch der betrachtete Ausschnitt der z-Achse ($\Delta z = \pm 1{,}6$ mm) sowie die Fallendrehdauer $\Delta t_{Falle} = 16$ ms. Damit ergibt sich eine maximale Geschwindigkeit der Atome in z-Richtung von $v_z = \pm 0{,}1$ m/s.

Der letzte Punkt beschränkt die Anzahl in Frage kommender Atome nur aufgrund des Nachweises. Ohne Beschränkung in der z-Ausdehnung wäre es ausreichend, die zweidimensionale Geschwindigkeitsverteilung zu betrachten. Die Geschwindigkeitsverteilung der Atome

in einer MOT kann mit der Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben werden. Da aufgrund der Randbedingungen jedoch nicht einfach die dreidimensionale Maxwellverteilung als Ausgangspunkt benutzt werden kann, erfolgt eine separate Betrachtung der ein- bzw. zweidimensionalen Verteilungen.

Als Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung eines im thermischen Gleichgewicht befindlichen idealen Gases gilt im allgemeinen folgender Ausdruck [Rei76]:

$$f(\mathbf{v})d^3\mathbf{v} = n\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} d^3\mathbf{v} \tag{7.1}$$

Dabei gibt $f(\mathbf{v})d^3\mathbf{v}$ die mittlere Anzahl von Atomen pro Volumeneinheit mit einer Schwerpunktsgeschwindigkeit im Bereich zwischen $\mathbf{v}$ und $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$ an.

Daraus lassen sich jetzt die Verteilungen der Geschwindigkeiten bzgl. ihrer einzelnen Komponenten (v_x, v_y, v_z) ableiten. Zur Bestimmung der zweidimensionalen Verteilung $g(v_x, v_y)$ wird über alle möglichen Geschwindigkeiten in z-Richtung $(-\infty < v_z < +\infty)$ integriert. Nach Normierung auf die Gesamtheit der Teilchen und Beschränkung auf den Betrag der Geschwindigkeit $v_{2D} = |\mathbf{v}| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ ergibt sich folgender Ausdruck:

$$g(v_{2D}) = \frac{m}{kT}\, v_{2D}\, e^{-\frac{m{v_{2D}}^2}{2kT}} \tag{7.2}$$

Für den Anteil der Atome mit $v_z \leq \pm 0{,}1\,\mathrm{m/s}$ muß die eindimensionale normierte Verteilung $h(v_z)$ betrachtet werden:

$$h(v_z) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{m{v_z}^2}{2kT}} \tag{7.3}$$

Der Anteil der Atome, die jetzt beide Bedingungen erfüllen, ergibt sich aus dem Produkt der Ergebnisse für den eindimensionalen Fall (z-Richtung) und den zweidimensionalen Fall (xy-Ebene). Die Resultate sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt, wobei die Berechnungen für zwei verschiedene Ensembletemperaturen erfolgen. Wie sich zeigt, ergeben sich aus den gaskinetischen Betrachtungen durchaus die Werte, die aus den Simulationen bekannt sind. Danach wäre es möglich, bei einer Ausgangstemperatur von 300 µK ca. 9% der in der MOT gespeicherten Atome in die elektrische Falle umzuladen und dort nachzuweisen. Bei einer Atomanzahl von ca. $5 \cdot 10^6$ wären dies $4{,}5 \cdot 10^5$ Atome. Läßt man die Expansion in z-Richtung außer acht, dann können aus dem kalten Rubidiumensemble bis zu 20% der Atome in die elektrische Falle umgeladen werden. Letzteres ist mit Blick auf die Anwendung des Fallenprinzips bei einem Speicherring für neutrale Atome von Interesse (siehe Ausblick).

Ensembletemperatur [µK]	$p_{xy}(v) = \int_{v=0}^{0{,}11} g(v)dv$	$q_z(v) = \int_{v=-0{,}1}^{+0{,}1} h(v)dv$	$p_{xy}(v) \cdot q_z(v)$
300	0,2	0,45	0,09
400	0,16	0,39	0,06

Tabelle 7.1: Anteile der Atome in den jeweiligen Geschwindigkeitsklassen. In der letzten Spalte sind die Anteile angegeben, die bei der jeweiligen Ensembletemperatur in der elektrischen Falle gespeichert und nachgewiesen werden könnten.

7.6.3 Rubidium zweidimensional gespeichert

Nachdem in den vorherigen Abschnitten detailliert auf die Abläufe des Experiments eingegangen worden ist, werden in diesem Kapitel die an der Anlage durchgeführten Messungen vorgestellt. Das Ziel dieser Messungen ist in erster Linie der Nachweis, daß durch die elektrischen Wechselfelder die freie Expansion der Rubidiumatome nach Ausschalten der magneto-optischen Falle verzögert werden kann. Die Simulationen, die den Fall des zweidimensionalen Speicherns innerhalb der Elektrodenstruktur behandeln, sagen einen signifikanten Anteil von verbleibenden Atomen nach Betrieb der elektrischen Falle voraus.

Ausgangssituation

Die Ausgangssituation stellt sich nun so dar, daß es möglich ist, im Zentrum der elektrischen Fallenstruktur eine in der magento-optischen Falle gespeicherte Wolke kalter Rubidiumatome zu positionieren. Die Charakterisierung dieses Ensembles erfolgte in Kapitel 3.3. Die dabei gewonnenen Parameter sind schließlich der Ausgangspunkt für die durchgeführten Simulationen, die ausführlich in Kapitel 5 behandelt wurden. Die theoretische Betrachtung der Speicherung neutraler Rubidiumatome in elektrischen Wechselfeldern ergeben die bei den Experimenten eingestellten Parameter für die Spannung, die Frequenz und die Fallenbetriebsdauer Δt_{Falle}. Dabei ist festzuhalten, daß die Fallenspannung durch den Einsatz eines

Kenngrößen der elektrischen Falle		
Fallenspannung U	[V]	± 9000
Ausgleichsspannung U_{add}	[V]	$+800$
treibende Fallenfrequenz f	[Hz]	250
Fallenbetriebsdauer Δt_{Falle}	[ms]	16
Betriebsparameter der magneto-optischen Falle		
MOT-Spulenstrom I_{MOT}	[A]	26
Korrekturspulenstrom I_{korr}	[A]	2
Magnetfeldgradient (axial, z-Richtung) $\partial B/\partial z$	[Gauss/cm]	23
Dispenserstrom I_{Disp}	[A]	3,8
Druckbereich p	[mbar]	$8 \cdot 10^{-9} - 2 \cdot 10^{-8}$
Eigenschaften des kalten Rubidiumensembles		
Wolkendurchmesser $D = 2\sigma$	[mm]	$0{,}5 - 0{,}6$
Temperaturäquivalent T	[mK]	$0{,}3 - 0{,}4$
Anzahl Rb-87-Atome N_{Rb}		$\approx 1 \cdot 10^6$
Detektionsparameter		
Versorgungsspannung - Photomultiplier	[V]	-1000
Signalverstärkung		200fach (ORTEC)

Tabelle 7.2: Parameter und Einstellungen in den Experimenten zur Speicherung von Rb-87 Atomen in elektrischen Feldern.

in seiner Leistungsfähigkeit begrenzten Hochspannungsschalters auf maximal 9 kV limitiert werden muß. Mit Blick auf die Effizienz der elektrischen Falle bieten sich bei der vorgegebenen Spannung Fallenfrequenzen von 180-250 Hz an, bei denen laut den Simulationen (siehe Graphik in Abb. 5.5) mehr als 7% der in der magneto-optischen Falle vorhandenen Rubidiumatome gespeichert werden können. Die Zeitspanne, nach der letztendlich die in dem Fallenvolumen noch verbliebenen Rubidiumatome detektiert werden, ergibt sich aus der Betrachtung der Dynamik des Rubidiumensembles in der elektrischen Falle (Kapitel 5.4). Dabei zeigt sich eine periodische Verdichtung der gespeicherten Rubidiumatome entlang der Fallenachse, wobei für Fallenfrequenzen von 250 Hz das erste Dichtemaximum nach ca. 16 ms (das entspricht acht Feldkonfigurationswechseln bei vier vollen Perioden) auftritt. Eine Zusammenfassung der wichtigsten experimentellen Einstellungen und Parameter ist in Tabelle 7.2 gegeben.

Betrieb der elektrischen Falle mit 250 Hz

Der Nachweis der speichernden Wirkung der elektrischen Falle erfolgt mittels dreier Messungen, die nacheinander durchgeführt werden und in Abbildung 7.12 gezeigt sind. Aufgetragen sind die jeweiligen gemittelten Photomultiplierspektren über der Zeit. In der folgenden Auflistung sind die einzelnen Meßreihen beschrieben:

- Graphik 7.12 a)
  Bei der ersten Messung wird die elektrische Falle nur für eine Zeitspanne von 1 ms bei einer Frequenz von $f = 1000$ Hz betrieben. Wie Simulationen gezeigt haben (siehe Abb. 7.9), hat diese kurze Fallenbetriebsdauer keinen Einfluß auf die Entwicklung des Rubidiumensembles und kann daher als “Referenzmessung‘’ dienen, um zu zeigen, daß der Probelaser tatsächlich mit den in der MOT gespeicherten Rubidiumatomen wechselwirkt. Die Einstrahlung des Probelasers erfolgt, wie zu sehen ist, nach ca. 1,9 ms, wobei die Verzögerung bzgl. des angegebenen TTL-Signals der Ansprechzeit des Shutters im Strahlengang des Probelasers entspricht. Es zeigt sich schließlich ein kräftiges Fluoreszenzsignal.

- Graphik 7.12 b)
  In der sich daran anschließenden Messung wird die elektrische Falle für die vorgegebene Zeit von 16 ms betrieben und im Anschluß daran die verbliebenen Rubidiumatome mit dem Probelaser nachgewiesen. Die sich erst durch die Mittelung der Photomultiplierspektren ergebenden Erhöhung des Fluoreszenzsignals ist explizit hervorgehoben. Die Mittelung erfolgte über einen Zeitraum von 2-3 Minuten, in dem die experimentellen Bedingungen nahezu konstant blieben.

- Graphik 7.12 c)
  Die eigentliche Vergleichsmessung für den Speichereffekt erfolgt unmittelbar im Anschluß an die vorangehende Messung, wobei der Probelaser immer noch nach ca. 16 ms eingestrahlt wird, die elektrische Falle aber nur wieder für die Zeit von 1 ms betrieben wird. Das Rubidiumensemble expandiert somit in der Zeit bis zum Nachweis durch den Probelaser nahezu 15 ms im annähernd feldfreien Raum. Unterbleibt die speichernde Wirkung der sich drehenden elektrischen Felder, so ist hierbei zu erwarten, daß keine bzw. ein erheblich geringerer Anteil von Rubidiumatomen detektiert werden. Im direkten Vergleich zur Graphik 7.12 b) ist nur noch eine geringe Signaleverstärkung nach 16 ms zu erkennen.

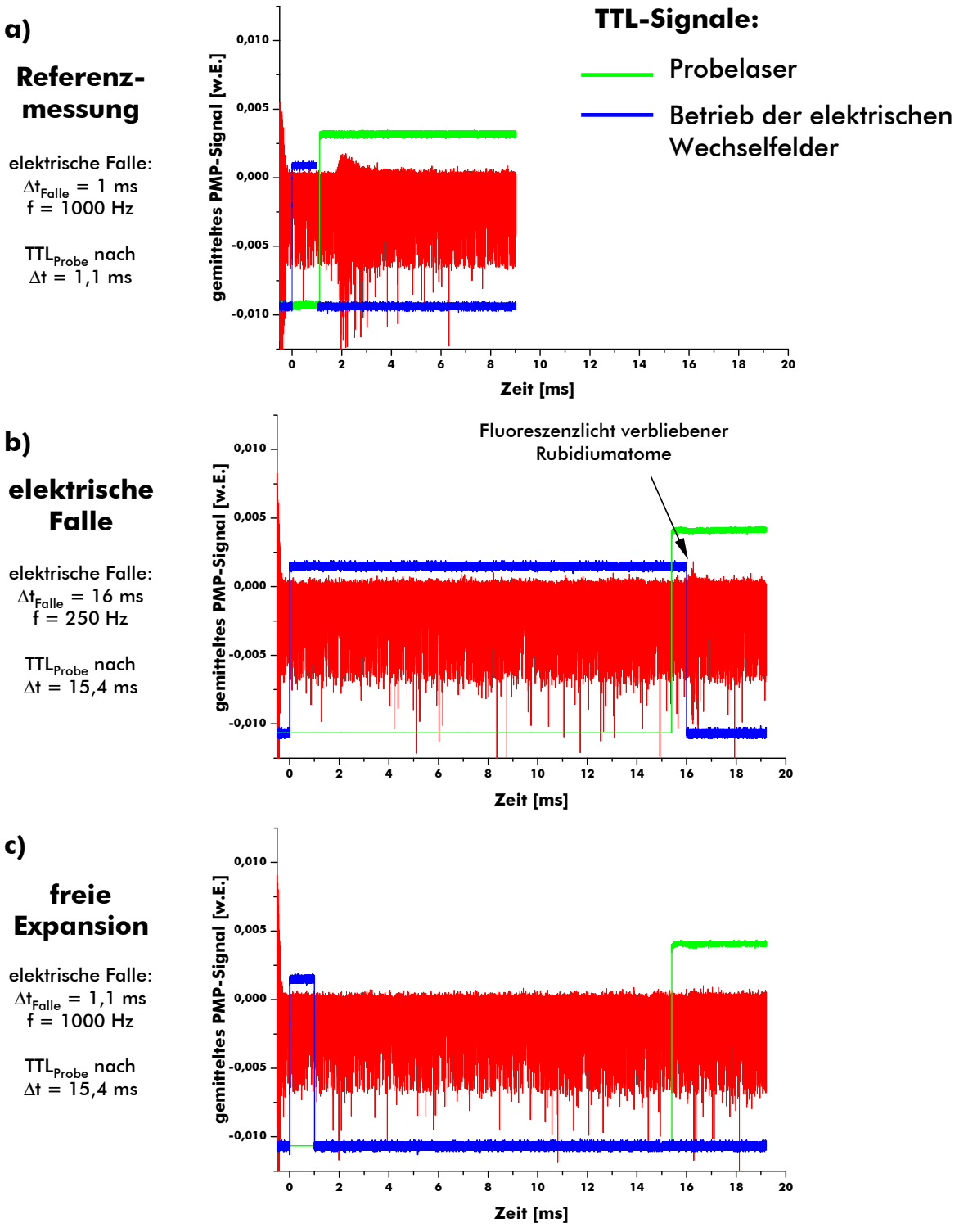


Abbildung 7.12 — Abfolge der drei zur Demonstration der speichernden Wirkung von elektrischen Wechselfeldern auf neutrale Rubidiumatome durchgeführten Messungen.

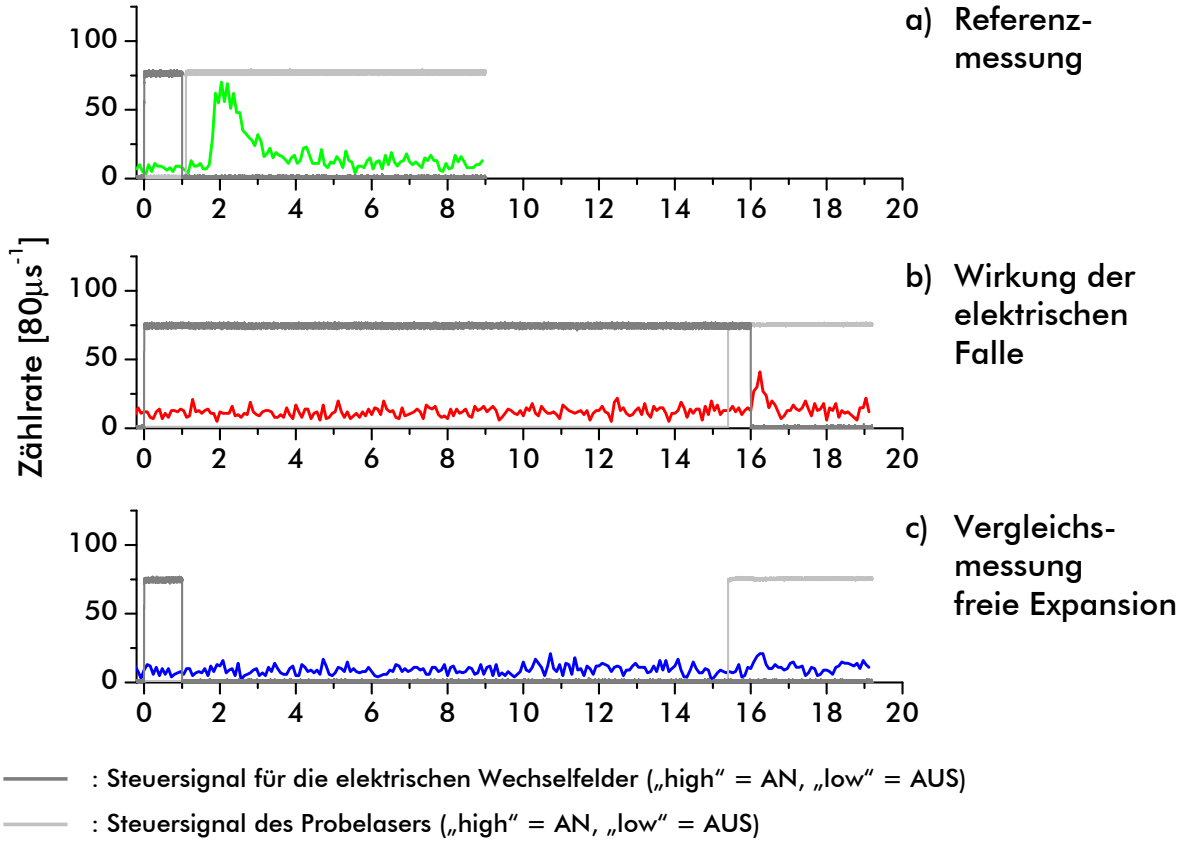


Abbildung 7.13 — Der direkte Vergleich der drei, für das Aufzeigen der Wirkung der elektrischen Falle notwendigen Messungen:
: Referenzmessung, Abb. 7.12 a)
: elektrische Falle, Abb. 7.12 b)
: freie Expansion, Abb. 7.12 c)

Allen Graphiken gemeinsam ist, daß sich während der Mittelungszeit der Einzelmessungen die experimentelle Situation nicht geändert hat und auch der Nachweis der gespeicherten Atome bzw. die Vergleichsmessung zur freien Expansion ein Abbild der Datennahme über mehrere Minuten ist.

Analog zur Auswertung der Daten zur freien Expansion der Rubidiumatome erfolgt auch bei diesen Messungen die Überführung der Photomultiplierspektren in Zählratenspektren. Hierfür wird innerhalb eines Zeit-*Gates* von $\Delta t = 80\,\mu s$ die Anzahl derjenigen Meßpunkte bestimmt, die unterhalb eines Schwellwertes von $y_{Schwell} = -0{,}003$ liegen. Die sich daraus ergebenden Kurvenverläufe sind in Abb. 7.13 gezeigt, aus denen hervorgeht, daß unter dem Einfluß der für 16 ms eingeschalteten elektrischen Falle deutlich mehr Rubidiumatome im Detektionsvolumen vorhanden sind, als wenn das Rubidiumensemble die 16 ms frei expandiert.
Werden die Zählraten innerhalb der Peaks aufsummiert, so ergibt sich das Signalverhältnis zwischen den drei Messungen; die Summen liefern dabei allerdings keine absoluten Teilchenzahlen, da die Ausgangsdatensätze über mehrere Einzelmessungen gemittelt sind. Als Bezugsgröße (100%) dient der Nachweis der Atome nach 1,9 ms (7.13a). Unter der Annahme, daß nach dieser Zeit noch alle in der MOT gespeicherten Rubidiumatome im Detektionsvo-

lumen vorhanden sind, ergibt sich daraus für die Messungen nach 16 ms (7.13 b und 7.13 c) folgendes Ergebnis:

- Anteil der Atome nach Betrieb der elektrischen Falle : $\approx 15\%$
- Anteil der Atome nach freier Expansion : $\approx 5\%$

Demnach ist schließlich festzuhalten, daß durch den Einsatz der elektrischen Wechselfelder, verglichen mit der freien Expansion der Atome, dreimal soviele Rubidiumatome nachgewiesen werden können. Allerdings gilt es nun, die Messungen mit Simulationen, wie in Kapitel 5 beschrieben, zu vergleichen.

7.6.4 Simulationen mit experimentellen Randbedingungen

Mit Hilfe des in Kap. 5 vorgestellten Simulationskonzepts wird die zeitliche Entwicklung eines kalten Rubidiumensembles mit den Anfangsbedingungen, wie sie im vorangegangenen Experiment ermittelt wurden, betrachtet. Ziel dieser Simulationsrechnungen mit und ohne elektrischer Falle ist, die gemessenen Werte, d.h. die relative Teilchenanzahl, anhand des simulierten Verhaltens der Rubidiumwolke zu überprüfen. Das dabei anzusetzende Detektionsvolumen, das den Messungen im Experiment zugrundeliegt, ist in Abbildung 7.14 gezeigt. Das Bild zeigt die Abbildung der Rubidiumwolke auf die CCD-Kamera bzw. auf den Photomultiplier, wobei der Ausschnitt durch die eingesetzte Rechteckblende beschränkt wird. Aufgrund der Erhöhung des Kontrastes ist das Bild invertiert worden. Für die Simulationen ist von Interesse, welcher Raumbereich beobachtet wird, bzw. aus welchem Bereich überhaupt mit Fluoreszenzlicht der gespeicherten Rubidiumatome zu rechnen ist. Entlang der Fallenachse (z-Richtung) ist sicherlich die Blendenöffnung das begrenzende Element ($\Delta z = 3{,}3\,\mathrm{mm}$). Für die y-Richtung trifft dies jedoch nicht zu: Hier ist die Blendenöffnung in erster Linie so gewählt, daß das Streulicht der Elektrodenstäbe der Fallenstruktur nicht auf den Photomultiplier trifft ($\Delta y = 2{,}2\,\mathrm{mm}$). Vielmehr ist der in der y-Richtung begrenzende Faktor in der Ausdehnung des Probelaserstrahls zu sehen. Der Querschnitt des Probelaserstrahls ($\varnothing \sim 1\,\mathrm{mm}$) gibt den Bereich an, aus dem Fluoreszenzlicht der gespeicherten Rubidiumatome zu erwarten ist, und ist ebenfalls in Abb. 7.14 mit eingezeichnet. Für die Simulationen heißt das dann folgendes: Tritt ein Teilchen aus dem Probelaserstrahlquerschnitt heraus (Beschränkung in xy-Richtung) oder verläßt es den durch die Rechteckblende beschränkten beobachtbaren Bereich in z-Richtung, so gilt das Teilchen für die elektrische Falle als verloren und geht nicht weiter in die Berechnungen mit ein.

Simuliert werden Rubidiumensemble zum einen unter dem Einfluß der elektrischen Falle, zum anderen im konstanten elektrischen Feld, das während der MOT-Phase anliegt (an allen vier Elektroden $U = +9000\,\mathrm{V}$, an den oberen Elektroden zusätzlich zum Gravitationsausgleich $U_{add} = +800\,\mathrm{V}$). Betrachtet man letzteren Fall, so ergibt sich aus Simulationen, daß das dabei vorhandene elektrische Feld im Vergleich zur freien Expansion im feldfreien Raum keinen Einfluß auf die Teilchenbewegung ausübt und quasi zur selben zeitlichen Teilchenzahlentwicklung führt. Daher wird im folgenden von „freier Expansion“ im Vergleich zum Betrieb der elektrischen Falle gesprochen. Als Ausgangssituation wird ein Rb-Ensemble mit einer Gauss-Breite von $2\sigma = 0{,}6\,\mathrm{mm}$ angesetzt. Die Temperatur des Ensembles wird als zu variierender Parameter in der Folge 150 µK, 300 µK, 400 µK, 500 µK und 1 mK festgelegt. Die Betriebsparameter der Falle entsprechen ebenfalls den experimentellen Vorgaben

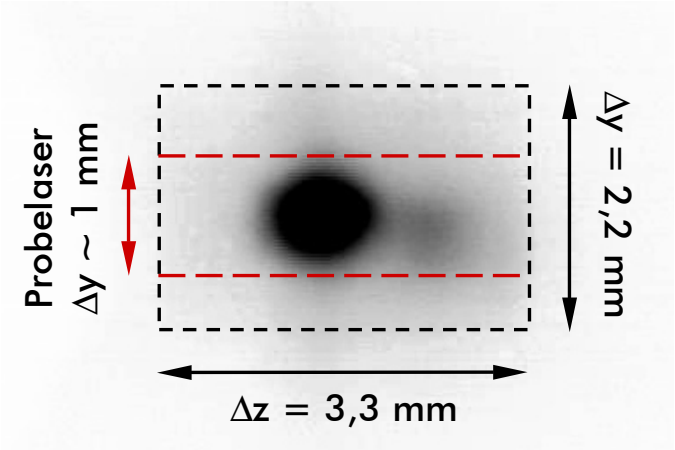


Abbildung 7.14 — Die Abmaße des Fallenbereichs, der vom Photomultiplier erfaßt wird, anhand eines invertierten Bildes der CCD-Kamera. In Bezug auf die Simulationen ist der eingezeichnete Durchmesser des Probelasers ($\Delta y \approx 1\,\mathrm{mm}$) für die xy-Beschränkung in der Fallenebene von Interesse.

(siehe Tabelle 7.2). Die Teilchenanzahl in der Simulation wird auf $N_0 = 5000$ Atome begrenzt; die zeitliche Entwicklung der Teilchenzahl unter dem Einfluß der elektrischen Falle bzw. bei freier Expansion ist in Abb. 7.15 für die dort angegebenen Ensembletemperaturen gezeigt. Aufgetragen ist hierbei der Anteil der sich noch im betrachteten Fallenvolumen befindlichen Rubidiumatome N/N_0 über der Zeit t. Daß zum Zeitpunkt $t = 0\,\mathrm{s}$ nicht alle anfänglichen Teilchen im Fallenvolumen sind, liegt an der Tatsache, daß die Wolkenausdehnung, d.h. die Teilchenverteilung, über den Probelaserstrahlquerschnitt hinausgeht und somit zum Startzeitpunkt schon ein gewisser Prozentsatz von Teilchen aus den nachfolgenden Berechnungen herausfällt. Nahezu allen Kurvenverläufen identisch ist das Verhalten bis zu einer Zeit von 5 ms. Dabei liegt der Anteil von Atomen während des Betriebes der elektrischen Falle konsequent unterhalb der Teilchenzahlentwicklung während der freien Expansion. Aus den Simulationen heraus, die zur Untersuchung der Dichteentwicklung des in der elektrischen Falle gespeicherten Rubidiumensembles durchgeführt wurden (siehe hierzu Kapitel 5.4, Abb. 5.13), läßt sich entnehmen, daß sich während dieser ersten 5 ms der mittlere Atomabstand vergrößert, was auf eine Abnahme der Teilchenzahl innerhalb des Detektionsvolumens schließen läßt. Im Gegensatz zur freien Expansion erfahren hier die Atome von Anbeginn an eine Kraft, die zu den Feldmaxima an den Elektrodenstäben gerichtet ist. Der Einfluß der Dynamik der elektrischen Felder auf diejenigen Atome, deren kinetische Energie nicht ausreicht, aus dem Fallenpotential zu entweichen, macht sich erst nach diesen 5 ms bemerkbar: Die Atomdichte nimmt danach wieder zu und erreicht ihren Maximalwert nach ca. 16 ms. Als Ausschnitt vergrößert ist die Teilchenzahlentwicklung für Zeiten um die 16 ms. Daraus ersichtlich ist für alle betrachteten Ensembletemperaturen, insbesondere für $T = 150\,\mu\mathrm{K}$, der über dem angegebenen Zeitraum nahezu konstante Anteil von Atomen in der elektrischen Falle, wobei die Abnahme nur aufgrund des Hinausdiffundierens der Atome aus dem Detektionsbereich in z-Richtung bedingt ist. Mit zunehmender Ensembletemperatur nimmt der Anteil von gespeicherten Rubidiumatomen erwartungsgemäß ab, da sich aufgrund der Verschiebung der Geschwindigkeitsverteilung in der Maxwell-Boltzmann-Verteilung immer weniger Atome im energetischen Einfangbereich des Fallenpotentials befinden; parallel dazu

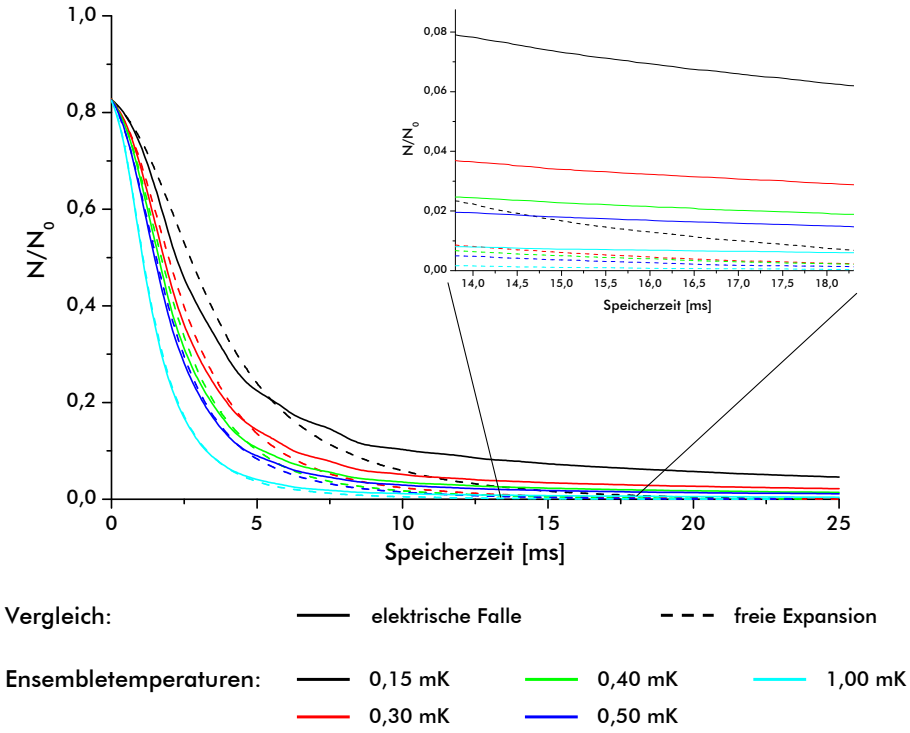


Abbildung 7.15 — Die simulierte zeitliche Entwicklung von kalten Rubidiumensemblen mit der Startausdehnung von $2\sigma = 0{,}6\,\mathrm{mm}$ bei verschiedenen Ensembletemperaturen. Unterschieden wird zwischen dem Betrieb der elektrischen Falle und der freien Expansion der Rb-Wolke.

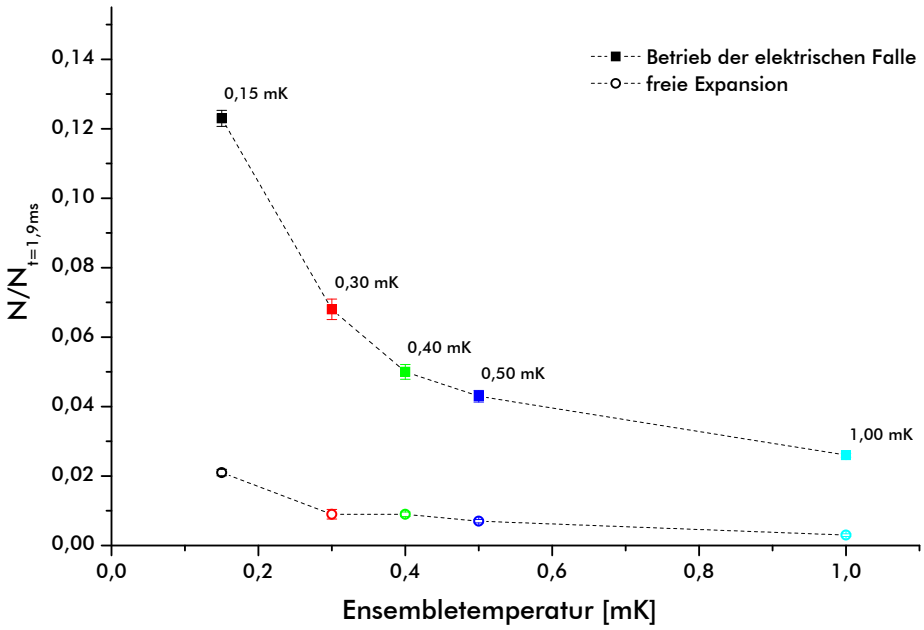


Abbildung 7.16 — Aufgetragen ist das Teilchenzahlverhältnis der zum Zeitpunkt $t = 16\,\mathrm{ms}$ im Detektionsvolumen vorhandenen Atome zur Anzahl der Atome zur Zeit $t = 1{,}9\,\mathrm{ms}$ bei verschiedenen Ensembletemperaturen. Dabei wird unterschieden zwischen der freien Expansion der Teilchen und der Expansion unter Einfluß der elektrischen Falle.

nimmt auch der Teilchenanteil bei der freien Expansion ab. Das Verhältnis zwischen den Anteilen in der elektrischen Falle gespeicherter Atome und der bei der freien Expansion noch vorhandenen Teilchen wird explizit für die im Experiment eingestellte Nachweiszeit von 16 ms in der Graphik in Abb. 7.16 für die verschiedenen Temperaturen aufgetragen und in Tabelle 7.3 auch aufgeführt. Als Bezugsgröße dient dabei allerdings die Teilchenzahl zum Zeitpunkt $t = 1{,}9\,\mathrm{ms}$, wie dies in der vorangegangenen Meßreihe auch der Fall war (siehe Abb. 7.13).

Ensembletemperatur T [µK]	Teilchenanteil $N/N_{t=1{,}9\,\mathrm{ms}}$ [%]		Verhältnis
	elektrische Falle	freie Expansion	
150	12,3	2,1	≈ 6:1
300	6,8	0,9	≈ 7:1
400	5,0	0,9	≈ 5:1
500	4,3	0,7	≈ 6:1
1000	2,6	0,3	≈ 9:1

Tabelle 7.3: Verhältnis der Teilchenzahlentwicklung unter Einfluß der elektrischen Falle und bei der freien Expansion (Graphik siehe Abb. 7.16).

7.7 Vergleich Experiment - Simulation

Nachdem nun das experimentelle Ergebnis mit den simulierten Ergebnissen verglichen werden kann, zeigt sich, daß die durch die eine Meßreihe erhaltenen prozentualen Anteile gespeicherter bzw. nach freier Expansion nachgewiesener Rubidiumatome deutlich über denen aus den Simulationsrechnungen erhaltenen Werten liegen. Insbesondere ist der Anteil von Atomen, die sich nach der Zeitspanne von 16 ms ohne rotierende elektrische Felder nachweisen lassen, zu hoch. Ebenfalls abweichend ist das experimentelle Verhältnis zwischen gespeicherten und frei expandierenden Atomen (3:1).

Eine erste Erklärung liefert die Tatsache, daß in den Simulationen immer exakt die Anzahl der Atome bekannt ist, während im Experiment das vom Photomultiplier registrierte Signal nicht unbedingt nur aus einzelnen Photonenstreuereignissen pro Atom zusammengesetzt ist. Jedes Atom ist in der Lage, mehrmals Photonen des Probelasers zu streuen.

Schaut man sich die experimentelle Situation genauer an, so ergibt sich folgendes Bild: Zum einen wird der Rückpumplaser während des Experiments permanent eingestrahlt, d.h. es existiert die Möglichkeit, daß durch die Wechselwirkung der Atome mit dem Rückpumplaser diese aufgrund der wirkenden Strahlungsdruckkraft länger im Fallenvolumen gehalten werden, als das ohne Laserlicht der Fall wäre. Während des Betriebs der elektrischen Falle führt jedoch die Stark-Verschiebung der Übergangsfrequenz im Rubidiumatom dazu, daß die Atome nicht mit dem Laser wechselwirken können. Die Situation stellt sich anders dar, wenn die vermeintlich freie Expansion betrachtet wird. Dabei wird das elektrische Feld nur für 1 ms eingeschaltet, die restliche Zeit bis zum Nachweis nach 16 ms können die vorhandenen Atome mit dem Rückpumplaser wechselwirken und damit in der Expansion gebremst werden. Ein fortwährendes Anregen des Übergangs unterbleibt allerdings, da der eigentliche

MOT-Laser nicht eingestrahlt wird und es folglich zu optischem Pumpen vom $5\,^2S_{1/2},\ F = 1$- in den $5\,^2S_{1/2},\ F = 2$-Zustand kommt.

Andererseits kann davon ausgegangen werden, daß der Probelaser mit jedem im Fallenvolumen vorhandenen Atom mehr als einmal wechselwirkt. Die Wellenlänge des Probelasers ist auf den Speicherübergang $5\,^2S_{1/2},\ F = 2 \rightarrow 5\,^2P_{3/2},\ F' = 3$ eingestellt. Wäre der Rückpumplaser geblockt, so würden die Atome in relativ kurzer Zeit ($t < 1\,\mu s$) in den $5\,^2S_{1/2},\ F = 1$-Zustand gepumpt werden, aus dem sie nicht mehr angeregt werden können. Da der Rückpumplaser jedoch kontinuierlich eingestrahlt wird, kann es zu einer wesentlich längeren Wechselwirkungsdauer kommen. Aufgrund der Streurate des verwendeten Übergangs ($\sim 10^7\,s^{-1}$ bei hoher Sättigung) können innerhalb $1\,\mu s$ bis zu 10 Photonen pro Atom absorbiert/emittiert werden. Die Atome wechselwirken aber nur solange mit dem Laser, wie auch die Resonanzbedingung erfüllt ist. Durch den Impulsübertrag bei der Absorption eines Photons ändert sich die Geschwindigkeit des Atoms (ca. 6 mm/s). Da sich die Übergangsfrequenz mit der Geschwindigkeit aufgrund des Dopplereffekts ändert ($\Delta\nu = k \cdot v$), kann das Atom bis zu 800 Photonen aus einer Richtung absorbieren (wenn das Atom vorher in Ruhe war), bevor die Doppler-Verschiebung der Übergangsfrequenz die Linienbreite des Übergangs erreicht. Wird $\Delta\nu$ größer als die Linienbreite, so unterbleibt aufgrund der fehlenden Resonanzbedingung die weitere Anregung. Jedes Atom könnte somit im Idealfall, wenn es während der Zeit, in der es mit dem Probelaser wechselwirkt, im Detektionsbereich verbleibt, $80\,\mu s$ lang zum gemessenen Photomultipliersignal beitragen.

Beide angesprochene Effekte führen dazu, daß das Photomultipliersignal im Verhältnis zur tatsächlich vorliegenden Teilchendichte verstärkt wird. Insbesondere, wenn das Fluoreszenzsignal nur noch von langsamen Atomen herrührt, wird es vergleichsweise stärker sein, als bei der Detektion von schnelleren Atomen, da sich die Atome länger im Querschnitt des Probelasers aufhalten.

Schaut man sich die Simulationsergebnisse an und vergleicht sie mit den Vorhersagen bezüglich des Anteils speicherfähiger Atome in einem Teilchenensemble mit einer Temperatur von $300\,\mu K$ bzw. $400\,\mu K$ (siehe Tabelle 7.1), so sind die Werte aus den Simulationen ebenfalls geringer. Beachtet man dabei allerdings, daß in den Simulationen ein reales ausgedehntes Teilchenensemble betrachtet wird und die Bezugsgröße für den Anteil gespeicherter Atome die Teilchenzahl zur Zeit $t = 1{,}9\,ms$ ist, so ist allgemein ein geringerer Anteil zu erwarten: Es existiert eine Wahrscheinlichkeit dafür, daß Teilchen, deren Energie für die Speicherung in der elektrischen Falle geeignet ist, Startpunkte aufweisen, die außerhalb des betrachteten Volumens liegen; ebenso können diese innerhalb der ersten 1,9 ms aus dem Probelaservolumen herausdiffundieren. In beiden Fällen reduziert sich der Anteil speicherfähiger Atome.

7.8 Fazit

Mit dem in dieser Arbeit beschriebenen experimentellen Aufbau zum Nachweis der zweidimensionalen Speicherung von Rubidiumatomen in elektrischen Wechselfeldern ist es möglich, den Einfluß elektrischer Felder auf die Dynamik eines kalten Rubidiumensembles zu zeigen. Der Vergleich der experimentellen mit simulierten Daten bestätigt die Messungen nur insofern, daß unter dem Einfluß der elektrischen Wechselfelder ein stärkeres Signal zu erwarten ist. Dabei werden jedoch die gemessenen relativen Signalstärken durch die Simulationen nicht bestätigt. Mögliche Erklärungen hierzu sind im vorangegangenen Abschnitt diskutiert worden.

Als Ergebnis ist somit festzuhalten, daß bei den experiemntell eingestellten Fallenparametern, die sich aus den Simulationen ergeben haben,

- Fallenspannung $U = \pm 9000\,\mathrm{V}$
- Fallenfrequenz $f_{Falle} = 250\,\mathrm{Hz}$

und bei der hier vorliegenden Fallengeometrie

- Elektrodenabstand (Stabmitte-Fallenzentrum) $a = \sqrt{2} \cdot 1{,}5\,\mathrm{mm}$
- Elektrodenradius $R = 0{,}25\,\mathrm{mm}$

die Messungen einen ersten Hinweis auf das Funktionieren der Speicherung von neutralen Atomen in elektrischen Wechselfeldern liefern. Eine Anwendung bzw. eine Fortführung dieses Experiments ist im nächsten Kapitel in Form eines Speicherrings für neutrale Atome skizziert. Leider war es im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich, die verschiedensten Fallenparameter zu variieren, um eine Charakterisierung der elektrischen Falle vorzunehmen. Für detailliertere Messungen bezüglich des Verhaltens der Rubidiumatome in der elektrischen Falle bedarf es wesentlicher Umbauarbeiten. Insbesondere ist dafür zu sorgen, daß der Photomultiplier direkt an die Fallenkammer angeschlossen werden kann und parallel dazu mittels empfindlicher CCD-Kamera eine ortsaufgelöste Messung des Fluoreszenzlichtes möglich wäre. Eine Optimierung der Rubidium-MOT (bezogen auf die Verstimmung der Laser und das Magnetfeld) würde zu einer höheren Teilchendichte führen, womit die Nachweiseffizienz gesteigert werden könnte. Dafür ist es allerdings notwendig, sämtliche Laser aktiv zu stabilisieren und auch dafür zu sorgen, die Verstimmungen bzgl. der anzuregenden Übergänge messen und einstellen zu können.

8 Ausblick

8.1 Allgemein

Die Arbeit beschließt ein Ausblick auf die Einsatzmöglichkeiten des vorgestellten Fallenprinzips. Wie schon erwähnt worden ist, führt das aufgezeigte lineare Fallenkonzept zu einer zweidimensionalen Speicherung der Atome. Die Erweiterung auf eine dreidimensionale Falle, die ebenfalls auf alternierenden Hochspannungsfeldern basiert, ist schon allgemein in [Mor93] sowie, bezogen auf die Speicherung metastabiler Heliumatome, in [Schu04] theoretisch behandelt worden. Aktuelle Vorhaben zur Realisierung einer dreidimensionalen elektrischen Falle finden sich bei [Rie05, Vel05], wobei dabei die in [Pei99] gemachten Überlegungen die Basis für die Fallenkonstruktion bilden. Beide Gruppen konnten damit das Speichern von Molekülen in elektrischen Feldern demonstrieren. Der japanischen Gruppe um Kishimoto ist es letztendlich gelungen, das dreidimensionale Speichern von spinlosen neutralen Atomen in elektrischen Wechselfeldern am Beispiel von Strontium zu zeigen [Kis06]. Die Fallengeometrie entspricht dabei prinzipiell dem hier vorliegenden Schema, die Dimensionierung wurde jedoch auf einer Mikrometerskala ausgeführt. In eine beidseitig silberbeschichtete 100 µm dicke Quarzglasscheibe wurde mittels Ionenbeschuß eine Kreuzstruktur herausgefräßt. Die vier durch die Kreuzbalken (Breite 50 µm) voneinander getrennten Bereiche bilden die Elektroden. Der Verlauf des aus der Fallenebene austretenden elektrischen Feldes führt in der z-Richtung zum Einschluß der Atome, während in der xy-Ebene das dieser Arbeit zugrunde liegende Prinzip wirkt. Mit diesem Aufbau konnten Strontiumatome über 80 ms bei Spannungen von $U_0 = 200$ V und Frequenzen von 2,9 kHz gespeichert werden.

8.2 Ein Speicherring für neutrale Atome

Die folgenden Überlegungen zum Einsatz des gezeigten Fallenkonzeptes gehen weg von der lokalen dreidimensionalen Speicherung neutraler Atome hin zu einem Speicherring, in dem gezielt Kollisionen zwischen zuvor unabhängig voneinander präparierten Atomen untersucht werden können. Wie in der Prinzipskizze anhand des linearen Aufbaus der Elektrodenstruktur in Abb. 8.1 gezeigt, würden entlang eines Ringes zum einen Bereiche eingerichtet, in denen die stoßenden Atome in die gewünschten Zustände angeregt werden können, zum anderen ein Bereich, in dem die Kollision der Atome beobachtet werden kann. In der Regel sind dabei dann die Wirkungsquerschnitte für Stöße zwischen Atomen in unterschiedlichen Spinzuständen im Hinblick auf das Symmetrieverhalten von Interesse, insbesondere am Heliumsystem. Während der Präparationsphase kann das elektrische Feld des Ringes aus- und die für die Besetzung magnetischer Unterzustände notwendigen magnetischen Felder kurzzeitig eingeschaltet werden; die Anregung selber erfolgt mittels geeigneter Laser. Desweiteren können die Atome gezielt an entsprechenden Stellen durch tangential eingestrahltes Laserlicht weiter abgebremst werden, wodurch die kinetische Energie der beteiligten Kollisionspartner ebenfalls variiert werden kann.

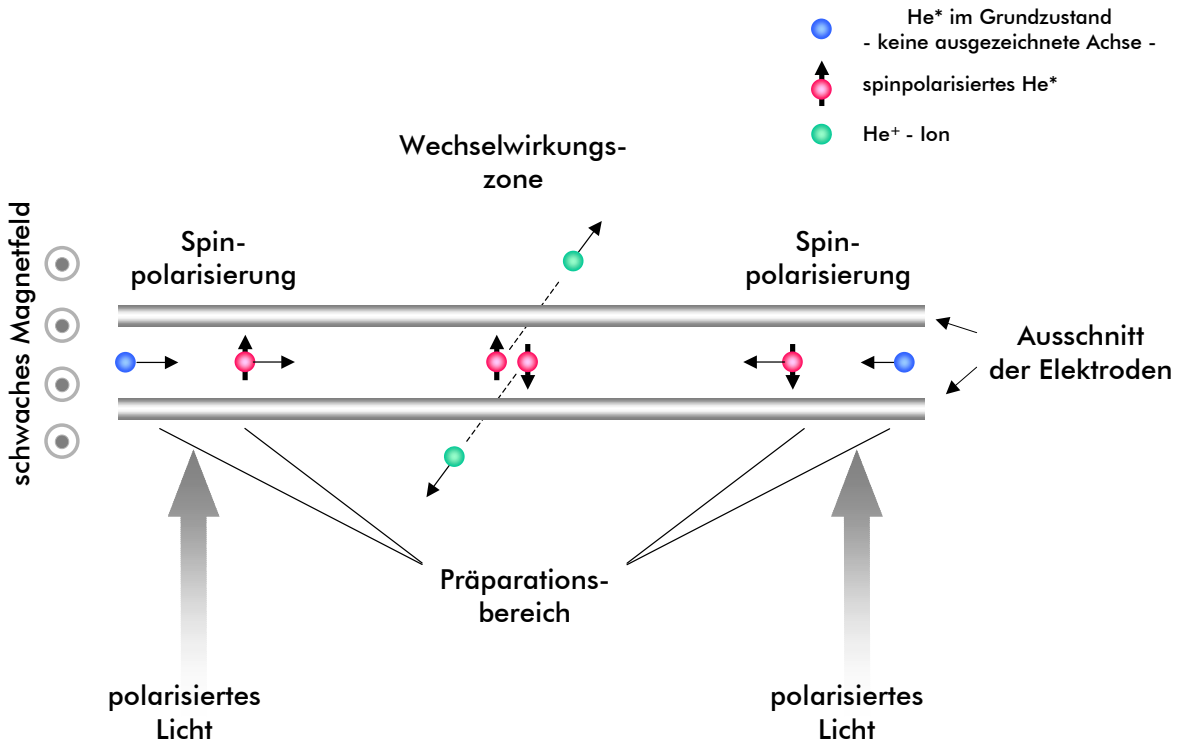
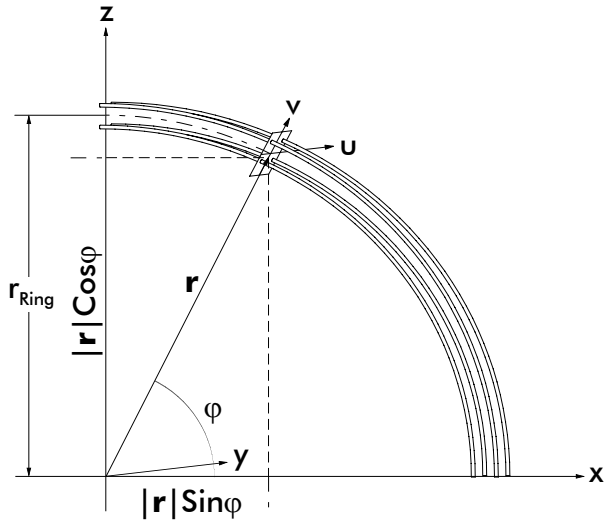


Abbildung 8.1 — Skizze zum geplanten Prinzip der durchzuführenden Experimente zur Untersuchung von Kollisionen zuvor präparierter kalter metastabiler Heliumatome. Die Führung der Atome innerhalb der linearen Vier-Pol-Anordnung erfolgt durch an den Elektroden anliegende elektrische Wechselfelder. In den Präparationsbereichen können schwache Magnetfelder zugeschaltet werden, wodurch die Induzierung von π- bzw. σ-Übergängen mittels polarisiertem Laserlicht möglich ist.

8.2.1 Herleitung der wirkenden Kraft

Die Simulationen von Teilchenbahnen innerhalb des Speicherringes basieren auf der für die Speicherung in der zweidimensionalen Ebene entwickelten C-Routine. Die auf die Teilchen wirkende Kraft ist hierbei allerdings nicht direkt von den räumlichen Koordinaten x, y, z abhängig, sondern von den Hilfskoordinaten u, v. Die beiden unterschiedlichen Koordinatensysteme sind in der Abbildung 8.2 skizziert. Die in der rotierenden Fallenebene wirkenden Kräfte $\vec{F}_{2D}(u, v)$, die zu den im zweidimensionalen Fall geltenden Bewegungsgleichungen (siehe Gl.4.7) führen, werden gemäß ihrer Anteile auf die x- bzw. z-Achse projiziert. Somit ergibt sich für die im x, y, z-System wirkenden Kräfte $\vec{F}_{3D}(x, y, z)$:

$$\vec{F}_{3D}(x,y,z) = \begin{pmatrix} F_x(x,y,z) \\ F_y(x,y,z) \\ F_z(x,y,z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (F_{2D\,v}(y, \sqrt{z^2+x^2} - r_{Ring}) + \frac{m_{Rb}v^2}{\sqrt{z^2+x^2}}) \cdot \cos\varphi \\ F_{2D\,u}(y, \sqrt{z^2+x^2} - r_{Ring}) \\ (F_{2D\,v}(y, \sqrt{z^2+x^2} - r_{Ring}) + \frac{m_{Rb}v^2}{\sqrt{z^2+x^2}}) \cdot \sin\varphi \end{pmatrix} \quad (8.1)$$



Koordinatentransformationen:

$$u(y) = y$$
$$v(x,z) = \sqrt{x^2 + z^2} - r_{\text{Ring}}$$
$$\varphi = \arctan\frac{z}{x}$$

Abbildung 8.2 — In der um den Winkel φ gedrehten Fallenebene werden die Kräfte, die auf das Teilchen innerhalb der Ringstruktur einwirken, gemäß der im Zweidimensionalen geltenden Bewegungsgleichungen berechnet. Hierfür wird der Ort des Teilchens in der Fallenebene $(u(y),v(x,z))$ durch die angegebenen Transformationen bestimmt. Die Teilchentrajektorie ergibt sich schließlich aus der Projektion der in der Fallenebene wirkenden Beschleunigung auf die x, y, z-Richtungen.

Der zusätzliche Term in der F_x und F_z-Komponente $(m_{Rb}v^2/\sqrt{z^2+x^2})$ gibt die auf das Teilchen wirkende Zentripetalkraft an. Der Einfluß dieser Kraft ist allerdings verglichen mit der auf die Atome durch die elektrischen Felder wirkende Kraft gering. Die Zentripetalbeschleunigung a_Z liegt für Atome mit $v \sim 0{,}2\,\text{m/s}$ bei $0{,}8\,\text{m/s}^2$, die Erdbeschleunigung bei $9{,}81\,\text{m/s}^2$ und die mittlere wirkende Beschleunigung in der Falle liegt letztendlich um eine Zehnerpotenz über den beiden genannten.

8.2.2 Geometrie des Speicherrings

Die angedachte Orientierung des Speicherrings, sowie die Dimensionen sind in der Abbildung 8.3 dargestellt. Wie sich aus den Simulationen ergeben hat, ist es günstiger, wenn die Gravitation senkrecht zur Ringebene wirkt, da sie somit, wie im zweidimensionalen Fall, durch Anlegen einer zusätzlichen konstanten Spannung an die Elektroden $U1$ und $U4$ ausgeglichen werden kann. Die Elektrodengeometrie (Abstand und Elektrodenradius) entspricht der im Experiment zur Speicherung von Rubidium eingesetzten linearen Stabstruktur. Der Radius des Speicherrings ist mit 5 cm relativ klein gewählt, um die Auswirkungen der Fliehkräfte sichtbar zu machen. Wie sich zeigt, sind diese auch bei diesen kleinen Krümmungsradien noch vernachlässigbar. Ergeben sich in den Simulationen in dieser Art Ring geschlossene Bahnen für die zu speichernden Teilchen, so kann davon ausgegangen werden, daß in Ringstrukturen mit größerem Radius die Atome ebenfalls geführt werden können.

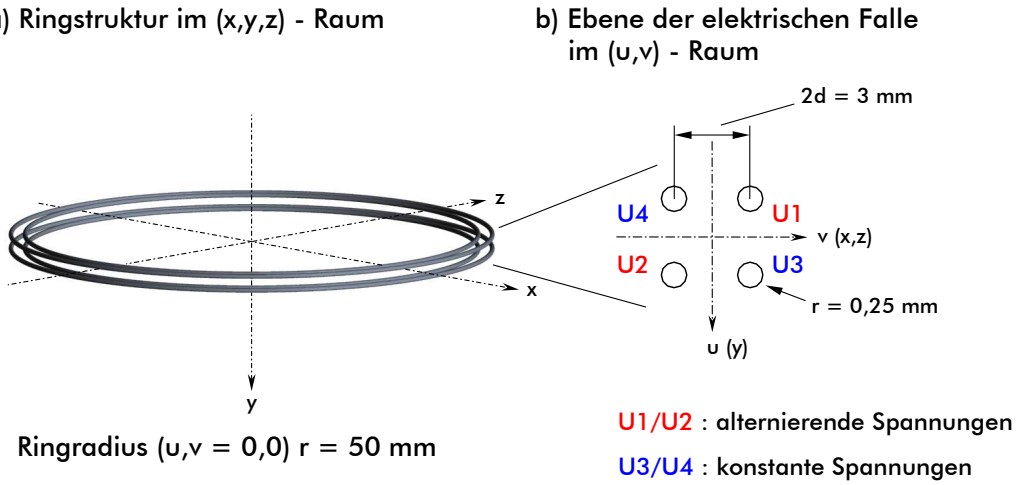


Abbildung 8.3 — Orientierung und Kennzeichnung der benutzten Koordinatensysteme in der Simulation sowie die Angabe der Spannungszustände der eingesetzten Elektroden.

8.2.3 Ergebnis

Im Rahmen der Bahnuntersuchungen bei verschiedenen Fallenparametern ist festzuhalten, daß im allgemeinen höhere Spannungen benötigt werden, um die Teilchen innerhalb des Gütligkeitsbereiches des taylor-genäherten Starkpotentials zu halten (siehe hierzu Kapitel 5.3.2). Basierend auf den Werten für die Spannungen und die Frequenzen, die bei der linearen Fallenanordnung angesetzt wurden ($U = 9\,\mathrm{kV}$, $f = 200 - 250\,\mathrm{Hz}$), zeigt sich, daß das wirkende Fallenpotential zu schwach ist, um die Teilchen in dem vorgegebenen Bereich entlang des Rings zu führen. Da jedoch die aufgebauten Hochspannungsschalter für Spannungen bis zu $\pm 15\,\mathrm{kV}$ ausgelegt sind, können die Simulationen auch dementsprechend mit höheren Spannungen gerechnet werden. Damit sind nun Trajektorien möglich, die zu jeder Zeit innerhalb des erwähnten Gültigkeitsbereiches des Fallenpotentials liegen. Setzt man die in Tabelle 8.1 aufgeführten Werte in den Simulationsrechnungen an, so erhält man bei einer angelegten Rechteckspannung von $U = \pm 15\,\mathrm{kV}$ mit einer Frequenz von $f = 250\,\mathrm{Hz}$ die in Abbildung 8.4 gezeigte Trajektorie. Dabei ist in der linken Graphik (8.4 a) eine dreidimensionale Ansicht dargestellt, in der zur besseren Veranschaulichung die y-Achse um einen Faktor 10 gegenüber der x- und z-Achse gestreckt ist; in der rechten Graphik ist der Bahnverlauf in der mitrotierenden Fallenebene gezeigt.

Fallengeometrie		
Fallenstababstand $2 \cdot d$	[mm]	1,5
Radius Fallenstab R	[mm]	0,25
Ringradius r_{Ring}	[mm]	50
Startbedingungen		
Ort	[mm]	$x_0 = 0, y_0 = -0{,}11, z_0 = 49,9$
Winkel	[rad]	$\varphi_0 = \pi/2$
Geschwindigkeit	[m/s]	$v_x = v_y = 0{,}1, v_z = -0{,}1$
Fallenparameter		
Spannung U	[kV]	15
Frequenz ν	[Hz]	250
Simulationsparameter		
Laufzeit t	[s]	4,0
Zeitschrittweite Δt	[s]	$1 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 8.1: Betriebsparameter und Anfangsdatensatz zur Simulation eines im Speicherring geführten Teilchens.

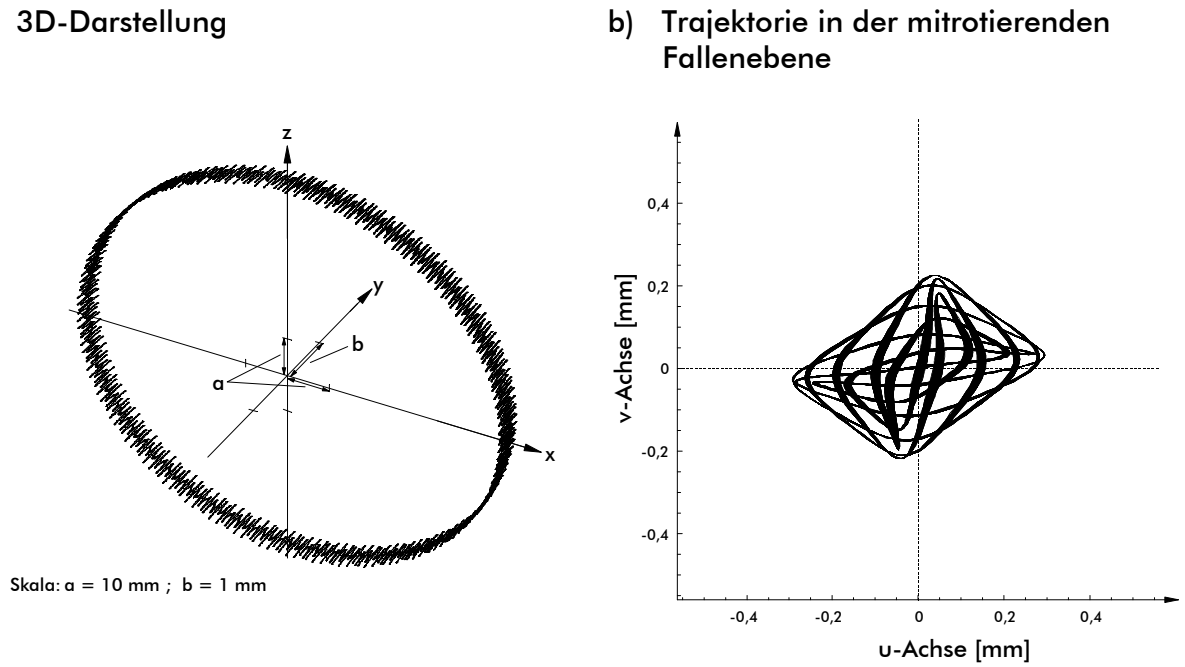


Abbildung 8.4 — Verlauf einer simulierten Teilchentrajektorie innerhalb des Speicherrings – **a)** räumliche Darstellung, **b)** zweidimensionale Darstellung in der mitrotierenden Fallenebene.

Zusammenfassung

Allgemein: In dieser Arbeit wurde die Wechselwirkung von kalten neutralen Atomen mit dynamischen elektrischen Feldern anhand von ausführlichen Simulationsrechnungen untersucht. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse führten zur Konstruktion einer zweidimensionale Falle basierend auf elektrischen Wechselfeldern, mit der das Fallenprinzip an kalten metastabilen Heliumatomen bzw. Rubidiumatomen demonstriert werden kann. Mit dieser Art von Atomfallen ist geplant, gezielt Stöße ultrakalter neutraler Atome zu untersuchen. Diese sollten unabhängig von äußeren Feldern vor dem Stoß präpariert werden können, um Stoßquerschnitte in Abhängigkeit von der Spinausrichtung der Atome bestimmen zu können. Das eigentliche Element, an dem diese Untersuchungen durchgeführt werden sollen, ist das metastabile Heliumatom. Der Einfluß der elektrischen Felder auf neutrale Atome wird allerdings zu Testzwecken des Fallenaufbaus und der eingesetzten Hochspannungsschalter zuerst in Experimenten am Element Rubidium durchgeführt.

Erzeugung eines ultrakalten Ensembles metastabiler Heliumatome: Die Voraussetzung für das Speichern von He* in elektrischen Feldern war die Bereitstellung eines kalten He*-Ensembles in einer magneto-optischen Falle. Aufgrund der hohen thermischen Geschwindigkeiten von He* muß die MOT aus einem lasergekühlten Atomstrahl geladen werden. Die Laserkühlung des Atomstrahls erfolgt dabei unter Einsatz inhomogener elektrischer Felder, die für die konstanten Resonanzbedingungen des Kühlübergangs $2\,^3\mathrm{S}_1 \rightarrow 3\,^3\mathrm{P}_2$ bei $\lambda = 389\,\mathrm{nm}$ entlang der Kühlstrecke sorgen. Der erfolgreiche Aufbau und Betrieb dieser Atomstrahlapparatur wurde schon von R. Schumann in seiner Dissertation beschrieben [Schu04]. Nachdem auch Endgeschwindigkeiten unterhalb von 30 m/s erreicht werden konnten, war es möglich, die lasergekühlten Heliumatome in einer magneto-optischen Falle zu speichern. Damit ist erstmals das Laden einer MOT aus einem *Stark-Slower* demonstriert worden. Die in [Schu04] beschriebene MOT besaß Magnetfeldspulen, die mittles einer Becherkonstruktion möglichst nahe an die Atomstrahlachse herangebracht wurden. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte ein Umbau dahingehend, für die projektierte elektrische Falle ausreichend Platz innerhalb der Vakuumkammer zu schaffen. Letztendlich sollte der Aufbau der elektrischen Falle so positioniert werden, daß das Zentrum der MOT und damit die Wolke kalter He*-Atome innerhalb der Stabstruktur der elektrischen Falle liegt. Die mit der Verlagerung der MOT-Spulen nach außen erfolgte Vergrößerung des Durchmessers der MOT-Magnetfeldspulen zeigte dabei nochmal sehr deutlich die Sensitivität des Kühlschemas in inhomogenen elektrischen Feldern auf Magnetfelder. Aufgrund der hohen Streumagnetfelder der MOT-Spulen (5 - $10{\cdot}10^{-4}$ Tesla) brach im letzten Abschnitt der Kühlstrecke die Laserkühlung der He*-Atome ab, die Atome erreichten somit nicht die Einfanggeschwindigkeiten für die MOT. Durch Hinzufügen einer Kompensationsspule am Ende der Kühlstrecke konnte dieser Einfluß eliminiert werden.

Schließlich konnten ca. $5 \cdot 10^5$ Heliumatome gespeichert werden. Die Lebensdauer konnte bei Drücken von 10^{-8} mbar zu 200 - 500 ms bestimmt werden. Die Temperatur wurde durch die Aufzeichnung eines Flugzeitspektrums der frei expandierenden Heliumatome aus

der Falle ermittelt. Die Auswertung der Flugzeitspektren erfolgte dabei nicht, wie in Arbeiten zuvor dokumentiert [Schu04, Jun03a], direkt mit einer auf die Flugzeit umgerechneten dreidimensionalen Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung, sondern durch eine Kurve, die das Ergebnis einer Faltung der Maxwellverteilung mit einer, die Anode des eingesetzten MCP-Detektors beschreibenden und verzögernd wirkenden, abklingenden Exponentialfunktion ist. Als Resultat ergab sich ein theoretischer Flugzeitverlauf, der sehr gut mit den gemessenen Daten übereinstimmt. Die somit bestimmten Temperaturen lagen im Bereich zwischen 1 mK und 4 mK.

Erzeugung eines ultrakalten Rubidiumensembles: Im Gegensatz zur magneto-optischen Falle für He*-Atome mußte die MOT für Rubidium von Grund auf neu konzipiert werden. Da Rubidium jedoch aus dem Hintergrundgas gefangen werden kann, war der Aufbau der Falle nicht so komplex, wie beim zuvor beschriebenen Helium. Aufgrund der Hyperfeinaufspaltung der Energieniveaus im Rubidiumatom sind für die Speicherung jedoch zwei Laser notwendig. Zum Einsatz kamen dabei für den eigentlichen Kühlübergang $5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 2 \rightarrow 5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 3$ der schon zur longitudinalen Kühlung des metastabilen Heliums eingesetzte Ti:Sa-Laser und für den Rückpumpübergang aus dem $5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 1$-Zustand in den $5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 2$-Zustand ein Diodenlaseraufbau aus der TU-Berlin (AG D. Zimmermann). Für letzteren wurde eine externe Frequenzstabilisierung, die auf der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie basiert, konzipiert und in Betrieb genommen.

Durch die Integration der elektrischen Falle in die MOT-Kammer war zu untersuchen, inwieweit die Stabstruktur und das elektrische Feld einen Einfluß auf das Funktionieren der magneto-optischen Falle haben. Das durch die dünnen Fallenstäbe verursachte inhomogene Strahlprofil der Fallenlaser machte eine sehr langwierige Justage des Strahlengangs erforderlich, um eine Rubidiumwolke zwischen den Fallenstäben zu positionieren. Letzten Endes sorgte eine zusätzliche Spulenanordnung dafür,daß die kalten Rubidiumatome horizontal in das Zentrum der Stabstruktur verschoben werden konnten. Bei der Beschaltung der Elektroden mußte dafür gesorgt werden, daß alle vier Stäbe auf dem selben Potential liegen (+9 kV), um das Funktionieren der MOT sicherzustellen. Werden die Fallenstäbe mit der Spannungskonfiguration für die elektrische Falle betrieben (zwei Stäbe auf positivem Potential, zwei auf negativem Potential), so unterbleibt das Laden der MOT, da sich die entprechende Resonanzfrequenz des Kühlübergangs aufgrund des Stark-Effekts in dem Maße verändert, daß die Fallenlaser nicht mehr in Resonanz mit dem atomaren Übergang sind. Im Zusammenhang mit dem Aufbau der Rubidiumfalle wurde ein Magnetfeldschalter entwickelt, mit dem es möglich ist, TTL-gesteuert die Spulenströme innerhalb weniger 100 µs zu unterbrechen und damit die Falle auszuschalten.

Die Eigenschaften der Rubidiumwolke in der MOT konnten anhand des Fluoreszenzlichtes der Rubidiumatome bestimmt werden. Die geometrischen Abmaße wurden durch die Aufnahme der Wolke mittels CCD-Kamera bestimmt (⌀0,5 - 0,7 mm). Die Lebensdauer ergab sich durch Beobachtung der zeitlichen Entwicklung des mit einem Photomultiplier aufgenommenen Fluoreszenzlichtes nach Ausschalten der Fallenlaser bzw. nach Ausschalten des Fallenmagnetfeldes zu ca. 600 ms. Die Temperatur wurde mittels *Release-Recapture*-Technik zu 0,3 - 0,4 mK bestimmt. Die Anzahl der gespeicherten Rubidiumatome konnte nur abgeschätzt werden (ca. 10^6 Atome). Als Anhaltspunkte dafür dienten zum einen der durch den Betrieb des Rubidiumdispensers verursachte Druckanstieg in der Kammer ($\Delta p \sim 5 \cdot 10^{-9}$ mbar), zum anderen ein angenommener effektiver Einfangbereich für die MOT (Volumen $\approx 1\,\mathrm{cm}^3$). Beide Größen gehen in die Laderate einer aus dem Hintergrundgas gefüllten MOT ein.

Simulationen zur Speicherung neutraler Atome in elektrischen Feldern: Es wurden die Bewegungsgleichungen für neutrale Atome in elektrischen Wechselfeldern aufgestellt. Aus diesen Gleichungen konnten Aussagen über den theoretischen Stabilitätsbereich der elektrischen Falle für He* und Rb gemacht werden. Ebenso konnte ein Ausdruck für die Fallentiefe hergeleitet werden. Dieser stand zunächst im Widerspruch zu der in [JunT04] veröffentlichten Formel. Bei der Betrachtung der Simulationen zum Verhalten von kalten Atomensemblen in dynamischen elektrischen Feldern zeigte sich aber, daß der hier theoretische ermittelte Potentialausdruck die maximale Fallentief angibt, während der in [JunT04] veröffentlichte Ausdruck das mittlere wirkende Potential beschreibt. Die maximalen Fallentiefen ergeben sich für He* zu 32 MHz bei einer Spannung von ±15 kV und einer Frequenz von 1100 Hz und für Rubidium zu 12 MHz bei $U_0 = \pm 9\,\mathrm{kV}$ und $f = 150\,\mathrm{Hz}$. Nachdem die theoretischen Eigenschaften der Falle bestimmt werden konnten, zeigen die durchgeführten numerischen Simulationen zur Speicherung eines kalten Rubidiumensembles in elektrischen Wechselfeldern, unter welchen Bedingungen bei der vorgegebenen Ausgangssituation bezüglich des betrachteten Teilchenensembles und der Geometrie der eingesetzten Elektrodenstruktur eine effiziente Speicherung möglich ist. Als Ergebnis festzuhalten ist, daß bei Spannungen von $U_0 = \pm 9000\,\mathrm{V}$ bei einer Fallenfrequenz von $f = 200 - 250\,\mathrm{Hz}$ ein Anteil von mehr als 7% der in der MOT gespeicherten Atome in die elektrische Falle übertragen werden könnte. Die dabei erreichbaren Fallentiefen betragen $32 - 45\,\mu\mathrm{K}$. Der Einfluß der Gravitation kann durch eine konstante zusätzliche Spannung U_{add}, die an die oberen Elektroden angelegt wird, ausgeglichen werden. Als Spannungswert wird von $U_{add} = +800\,\mathrm{V}$ ausgegangen. Aus der Beobachtung der Dynamik eines in der elektrischen Falle befindlichen simulierten Teilchenensembles ergab sich, daß sich die Dichte der Teilchen im Zentrum der Falle periodisch verändert; die Frequenz dieser Änderung entspricht der zugehörigen Säkularfrequenz.

Realisierung der elektrischen Falle: Als Herzstück für das Betreiben der elektrischen Falle wurden die dazu notwendigen Hochspannungsschalter aufgebaut. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte am Max-Born-Institut die Integration der kommerziellen Schaltmodule vom Typ HTS301 (BEHLKE) in ein sicheres lauffähiges Umfeld. Wie sich zeigte, erfordert das Schalten von Hochspannung eine sehr gute Abstimmung der beteiligten Komponenten (HV-Schalter, HV-Versorgung, strombegrenzende Widerstandsbänke, energiespeichernde Kondensatoren, Kühlung). In der aktuellsten Konfiguration ist es mit diesen Schaltern möglich, Spannungsdifferenzen von bis zu 30 kV bei Frequenzen von mehr als 2 kHz zu schalten. Anhand von Graphiken ist der saubere Betrieb bei den für die elektrische Rubidiumfalle notwendigen Parameter gezeigt ($U = \pm 9\,\mathrm{kV}$, $f = 200 - 250\,\mathrm{Hz}$), wobei Schaltzeiten von unter 4 µs erreicht werden.

Um eine möglichst hohe Umladerate zwischen der MOT und der elektrischen Falle zu erreichen, wurde die Fallenstabstruktur so konstruiert, daß sich das Zentrum der Vier-Pol-Anordnung im Zentrum der MOT befindet. Die damit einhergehenden Randbedingungen an den Aufbau ergaben, daß die Fallenstäbe im Verhältnis zum Stababstand einen geringen Durchmesser aufweisen mußten, um etwaigen Schattenwürfe zu minimieren. Ebenso mußten die Stabstützen ausreichend weit auseinander stehen, um eine Beeinträchtigung der MOT-Laserstrahlen zu vermeiden. Der realisierte Aufbau besteht aus vier Elektroden mit einer Durchmesser von jeweils 0,5 mm und einem Stababstand von 3 mm. Die Elektroden werden von zwei Stützen mit einer lichten Weite von 4 cm fixiert, wodurch die sich kreuzenden Laserstrahlen der MOT nicht beeinträchtigt werden.

Experimente zur Speicherung von Rubidiumatomen in elektrischen Feldern: Der bisherige Aufbau der Rubidium-MOT nebst Detektion des Fluoreszenzlichtes der gefangenen Atome wurde für die Messungen zur Untersuchung der Speicherung der Atome in elektrischen Wechselfeldern erweitert. Hinzugefügt wurde ein parallel zur Achse der elektrischen Falle eingestrahlter Laser, der zum Nachweis der nach dem Betrieb der elektrischen Falle noch vorhandenen Rubidiumatome dient. Für den Nachweis wird die Wellenlänge des gitterstabilisierten Diodenlasers auf den ursprünglichen Kühlübergang $5\,^2\mathrm{S}_{1/2},\ F = 2 \rightarrow 5\,^2\mathrm{P}_{3/2},\ F' = 3$ eingestellt. Der das Fluoreszenzlicht detektierende Photomultiplier wird nur für die Zeit der eigentlichen Beobachtung (während der Kühl- und Speicherlaser geblockt ist) aktiviert, um Sättigungseffekte durch den hohen Streulichtateil während der Ladephase der MOT zu vermeiden. Die Elektronik der Ansteuerung der Hochspannungsschalter wurde so erweitert, daß alle Schalter durch ein TTL-Signal synchron mittels dreier schneller Transistorschalter (HEXFETs) angesprochen werden können. Auch die Gegenphasigkeit der für das alternierende Fallenpotential notwendigen Spannungen ergibt sich aus der Schaltung.

Zur Demonstration des Nachweisprinzips und zur Untersuchung der Frage, welcher Anteil von Rubidiumatomen ohne den Einsatz der elektrischen Falle innerhalb des Fallenvolumen nachweisbar ist, wurde eine Meßreihe zur freien Expansion der Rubidiumatome nach Ausschalten der MOT aufgenommen. Bis zu Zeiten von 10,5 ms nach Ausschalten der Falle konnten noch Rb-Atome im Fallenvolumen nachgewiesen werden; allerdings betrug der Anteil dabei nur noch ca. 2,5%. Durch Extrapolation der Meßergebnisse mittels Simulationen der freien Expansion eines Atomensembles mit einer Temperatur von $T = 0{,}3\,\mathrm{mK}$ ergab sich für Zeiten von 16 ms nach Ausschalten der MOT maximal noch ein Teilchenanteil von 0,5%. Abschätzungen für den Anteil der in der elektirschen Falle zu speichernden Atome lieferten unter Annahme eines mittleren wirkenden Fallenpotentials Werte von bis zu 9% der anfänglich vorhandenen Teilchen.

Erste Hinweise auf das zweidimensionale Speichern von Rubidium in elektrischen Wechselfeldern lieferte schließlich eine Meßreihe, die dokumentiert, daß durch den Betrieb der elektrischen Falle über einen Zeitraum von 16 ms deutlich mehr Atome nachzuweisen sind, als die freie Expansion der Atomwolke zeigt. Aus den Daten geht hervor, daß mit der elektrischen Falle noch rund 15% der nach 2 ms nachgewiesenen Atome vorhanden sind, während nach der selben Zeit, aber mit statischen elektrischen Feldern nur noch rund 5% nachzuweisen sind. Als Fallenparameter wurden die folgenden Werte, die sich aus den Simulationsrechnungen ergaben, eingestellt:

- Spannungen: $U_0 = \pm 9\,\mathrm{kV}$, $U_{add} = +800\,\mathrm{V}$ an den oberen beiden Fallenstäben zum Gravitationsausgleich
- Frequenz: $f = 250\,\mathrm{Hz}$

Die Arbeit beschließt schließlich ein Ausblick auf die Anwendungsmöglichkeit des hier präsentierten Fallenprinzips. Im Mittelpunkt dabei steht der Entwurf eines Speicherrings für neutrale Atome zur Untersuchung ultrakalter Stöße. Dieser Ring basiert im wesentlichen auf der Geometrie der zweidimensionalen Falle und weist einen Krümmungsradius von 5 cm auf. Um Rubidiumatome im Ring speichern zu können, sind allerdings wesenlich höhere Spannungen von bis zu ±15kV erforderlich.

Teil III

Anhang

A Der Stark-Effekt

A.1 Allgemein

Da die Ausführungen in der vorliegenden Arbeit hauptsächlich auf dem Stark-Effekt fußen – die Kühlung metatsabiler Heliumatome erfolgt im inhomogenen elektrischen Feld, eine Vier-Pol-Elektrodenanordnung nutzt den Stark-Effekt zur Speicherung von Rubidium-87-Atomen im elektrischen Wechselfeld – wird im folgenden eine kurze theoretische Herleitung der Beeinflussung der atomaren Energieniveaus in einem äußeren elektrischen Feld skizziert.

Die Wechselwirkung eines Atoms mit einem äußeren homogenen elektrischen Feld wird durch den Stark-Effekt beschrieben. Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes werden die Energieniveaus der Atome verschoben bzw. aufgespalten. Unter der Annahme, daß die Störung der Energieniveaus durch das elektrische Feld klein im Vergleich zu den ungestörten Energieabständen ist, kann die Wirkung des elektrischen Feldes auf Grundlage der Störungstheorie berechnet werden, in der die elektrische Feldstärke als kleiner Parameter eingeht.

Das Ergebnis der Störungsrechnung erster Ordnung (linearer Stark-Effekt) liefert in der Regel keinen Beitrag zur Änderung der Energie der betrachteten Zustände, da das zugehörige Matrixelement $\langle\Psi|\, q\hat{r}\, |\Psi\rangle$ des Dipoloperators $q\hat{r}$ für Energieeigenfunktionen Ψ mit definierter Parität Null ergibt. Nur die angeregten Zustände des Wasserstoffatoms weisen einen linearen Stark-Effekt auf, da aufgrund der l-Entartung die Energieeigenfunktionen von Zuständen mit verschiedenem l unterschiedliche Paritäten aufweisen können und somit das Matrixelement ungleich Null werden kann (siehe z. B. [Bra03]).

Bei allen anderen Atomen muß für die Berechnung der Energieverschiebungen im elektrischen Feld die Störungsrechnung zweiter Ordnung betrachtet werden (quadratischer Stark-Effekt).

Der für die Störung durch das elektrische Feld verantwortliche Hamiltonoperator läßt sich wie folgt ansetzen:

$$\hat{H}_{el} = -\hat{p} \cdot \vec{\mathscr{E}} \quad , \tag{A.1}$$

dabei ist $\hat{p}$ der Operator des elektrischen Dipolmoments, für den gilt: $\hat{p} = q\hat{r}$ ($\hat{r}$: Ortsoperator, q: elektrische Ladung) und $\vec{\mathscr{E}}$ das wirkende elektrische Feld. Damit entspräche der Hamiltonoperator der potentiellen Energie, die ein Dipol mit dem Dipolmoment $\vec{p} = q \cdot \vec{r}$ in einem elektrischen Feld $\vec{\mathscr{E}}$ besitzt. Bezogen auf neutrale Atome muß berücksichtigt werden, daß diese kein permanentes Dipolmoment besitzen. Durch das äußere elektrische Feld kann jedoch dem Atom ein Dipolmoment $\vec{p}_{ind}$ induziert werden. Die für die Stärke der Wechselwirkung entscheidende Größe ist dann die zustandsabhängige effektive Polarisierbarkeit α_{eff}. Für das induzierte Dipolmoment $\vec{p}_{ind}$ gilt:

$$\vec{p}_{ind} = \alpha_{eff}\vec{\mathscr{E}} \tag{A.2}$$

Um die weiteren Betrachtungen zu vereinfachen, wird das elektrische Feld parallel zur z-Richtung angenommen, d.h. $|\vec{\mathscr{E}}| = E_z$. Aus der Störungsrechnung zweiter Ordnung erhält man für die Energieverschiebung des Zustandes n mit der Wellenfunktion $|\Psi_n\rangle$ in Abhängig-

keit von der elektrischen Feldstärke $|E_z|$

$$\Delta E(n, E_z) = \sum_{m \neq n} \frac{|\langle \Psi_m | \hat{H}_{el} | \Psi_n \rangle|^2}{E_m - E_n} = E_z \sum_{m \neq n} \frac{|\langle \Psi_m | \hat{p} | \Psi_n \rangle|^2}{E_m - E_n} E_z \tag{A.3}$$

Dabei entsprechen $|\Psi_n\rangle$ und $\langle \Psi_m|$ den Wellenfunktionen der ungestörten Energieniveaus mit den dazugehörigen Energieeigenwerten E_m und E_n. Geht man nun vom induzierten Dipolmoment aus und setzt für α_{eff} folgendes an [Frie90]:

$$\alpha_{eff} = 2 \sum_{m \neq n} \frac{|\langle \Psi_m | \hat{p} | \Psi_n \rangle|^2}{E_m - E_n} \tag{A.4}$$

dann ergibt sich aus Gl. A.2 und A.3 für die Energieverschiebung der atomaren Zustände unter Einfluß eines elektrischen Feldes folgender Ausdruck:

$$\Delta E(E_z) = -\frac{1}{2} \alpha_{eff} E_z^2 \tag{A.5}$$

Diese Energieverschiebungen können demnach als Diagonalmatrixelemente des effektiven Hamiltonoperators

$$\hat{H}_{el} = -\frac{1}{2} \hat{\alpha}_{eff} E_z^2$$

betrachtet werden. Die Größe $\hat{\alpha}_{eff}$ entspricht dabei dem Matrixoperator, der die Wechselwirkung des elektrischen Feldes mit den jeweiligen atomaren Zuständen beschreibt. Allgemein läßt sich $\hat{\alpha}_{eff}$ wie folgt ausdrücken [Schm72]:

$$\hat{\alpha}_{eff} = \alpha_{sc} \hat{\mathbb{1}} + \alpha_{ten} \hat{Q} \quad , \tag{A.6}$$

wobei α_{sc} als skalare Polarisierbarkeit und α_{ten} als tensorielle Polarisierbarkeit bezeichnet wird. Der skalare Anteil ist letztendlich für die Verschiebung der Zustände verantwortlich, während der tensorielle Anteil die Aufspaltung von magnetischen Unterzuständen gemäß den Beiträgen, die sich aus der Matrix $\hat{Q}$ ergeben, bewirkt.

A.2 Helium

Bei der Betrachtung von Helium im elektrischen Feld muß die vorhandene Feinstruktur im Heliumsystem beachtet werden. Mit Feinstruktur wird die Aufspaltung der Drehimpulseigenzustände nach Zuständen des Gesamtdrehimpulses $J = l + S$ der Elektronen aufgrund der magnetischen Wechselwirkung zwischen Bahnmoment und Eigenmoment des Elektrons bezeichnet. Dabei gibt l den Bahndrehimpuls des Elektrons an, während S den Gesamtspin der Elektronen umfaßt. Für die effektive Polarisierbarkeit α_{eff} gilt damit nach [Ang68]:

$$\alpha_{eff} = \alpha_{sc} + \alpha_{ten} \frac{3m_J^2 - J(J+1)}{J(2J-1)} \tag{A.7}$$

Aufgrund der Feinstrukturaufspaltung erfolgt im elektrischen Feld nicht nur eine Verschiebung der Energieniveaus mit $l > 0$, es kommt auch zu einer feldabhängigen Aufspaltung nach den Beträgen der magnetischen Unterzustände m_J.

A.3 Rubidium

Für schwache elektrische Felder, d.h. für Felder unter deren Einfluß die Starkverschiebung klein gegenüber der Hyperfeinaufspaltung bleibt, ergibt sich für die Energieänderung ΔE durch die Hyperfein-Starkverschiebung folgender analytischer Ausdruck [Arm71]:

$$\Delta E_{|JIFm_F>} = -\frac{1}{2}\alpha_{sc}{E_z}^2 - \frac{1}{2}\alpha_{ten}{E_z}^2 \frac{[3{m_F}^2 - F(F+1)][3X(X-1) - 4F(F+1)J(J+1)]}{(2F+3)(2F+2)F(2F-1)J(2J-1)} \quad , \tag{A.8}$$

$$\text{mit} \qquad X = F(F+1) + J(J+1) - I(I+1).$$

Werden stärkere elektrische Felder mitbetrachtet, so kann die Energieverschiebung der Niveaus durch den Stark-Effekt nicht mehr unabhängig von der Hyperfeinstrukturaufspaltung betrachtet werden, da die jeweiligen Energiebeiträge in der selben Größenordnung liegen. Zur Berechnung der Starkverschiebung ist es daher nun notwendig von einem Hamiltonoperator auszugehen, der beide Effekte berücksichtigt:

$$H_{ges} = H_{hfs} + H_{Stark} \tag{A.9}$$

Der Hamiltonoperator, der die Hyperfeinaufspaltung beschreibt, sieht wie folgt aus [Ari77, Ste03]:

$$H_{hfs} = A_{hfs}\mathbf{I}\cdot\mathbf{J} + B_{hfs}\frac{3(\mathbf{I}\cdot\mathbf{J})^2 + \frac{3}{2}\mathbf{I}\cdot\mathbf{J} - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} \tag{A.10}$$

Die sich aus Gl. A.10 ergebenden Energieeigenwerte geben die Hyperfeinaufspaltung ΔE_{hfs} der beteiligten Zustände an und lauten dann:

$$\Delta E_{hfs} = \frac{1}{2}A_{hfs}K + B_{hfs}\frac{\frac{3}{2}K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} \tag{A.11}$$

$$\text{mit} \qquad K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1).$$

Dabei entspricht der Faktor A_{hfs} der magnetischen Dipolkonstante des jeweils betrachteten J-Zustandes und B_{hfs} der elektrischen Quadrupolkonstante. Letztere trägt nur zu Zuständen mit $J > 1/2$ bei, da der mit der Konstanten verknüpfte Term für $J = 1/2$ nicht definiert ist. Die Werte für die beiden Konstanten bezogen auf das Rubidium-87-Atom sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Für den Hamiltonoperator der Hyperfeinaufspaltung H_{hfs} wird der Ausdruck in Gl. A.10 benutzt, für den Stark-Hamiltonoperator gilt im Falle der Betrachtung von Hyperfeinniveaus:

$$H_{Stark} = -\frac{1}{2}\alpha_{sc}{E_z}^2\mathbb{1} - \frac{1}{2}\alpha_{ten}{E_z}^2 Q_{FF';m_F} \ , \tag{A.12}$$

wobei $\mathbb{1}$: Einheitsmatrix und $Q_{FF';m_F}$: Operator, der die Wechselwirkung des elektrischen Feldes mit den Hyperfeinniveaus beinhaltet. Aus den Betrachtungen in [Schm72] ergibt sich

für $Q_{FF';m_F}$:

$$Q_{FF';m_F} = \left[\frac{(J+1)(2J+1)(2J+3)}{J(2J-1)}\right]^{1/2} \times (-1)^{I+J+F-F'-m_F} \left[(2F+1)(2F'+1)\right]^{1/2} \times \begin{pmatrix} F & 2 & F' \\ m_F & 0 & -m_F \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} F & 2 & F' \\ J & I & J \end{Bmatrix} \tag{A.13}$$

Dabei ist mit $(\cdots)$ das 3-j-Symbol und mit $\{\cdots\}$ das 6-j-Symbol bezeichnet.

A.4 Polarisierbarkeiten

Die Stärke der speichernden Kraft wird durch die Polarisierbarkeit der Atome bestimmt. Die Polarisierbarkeiten sind am größten für Alkali- bzw. Erdalkaliatome, wobei Cäsium mit $\alpha_{sc} = 6{,}63 \cdot 10^{-39}\,\mathrm{J/(V/m)^2}$ die höchste bekannte Grundzustandspolarisierbarkeit aufweist. Ebenso weisen metastabile Grundzustände von Edelgasatomen Polarisierbarkeiten im $10^{-39}\,\mathrm{J/(V/m)^2}$-Bereich auf. In Tabelle A.1 sind die Polarisierbarkeiten und die damit verbundenen Starkverschiebungen einiger Elemente und als Vergleich dazu mit Blick auf die Kühlung bzw. Speicherung von Molekülen auch das permanente Dipolmoment des polaren Ammonium-Moleküls ($^{14}NH_3$) aufgeführt. Letztere erfahren allerdings eine Kraft, die proportional zur Energie eines Dipols im elektrischen Feld ist (Gl. 4.1).

Element	$\alpha_{sc}\,[10^{-39}\,\mathrm{J/(V/m)^2}]$	$\Delta\nu_{Stark}\,[\mathrm{MHz}/(10^{12}\,(\mathrm{V/m})^2)]$
^{1}H	0,0742	0,056
^{4}He*	5,036	3,80
^{7}Li	2,7	2,04
^{87}Rb	5,2628	3,97
^{107}Ar*	5,33	4,02
^{133}Cs	6,63	5,00
$^{14}NH_3$	$d_e = 4,92 \cdot 10^{-30}\,\mathrm{J/(V/m)}$	$\Delta\nu_{Stark} = d_e\mathscr{E} = 7,4\,\mathrm{GHz}/(10^6\,\mathrm{V/m})$

Tabelle A.1: Skalare Polarisierbarkeiten und Starkverschiebungen der Grundzustände für H, den Edelgasen He und Ar (He*, Ar*: metastabile Grundzustände), sowie den Alkalielementen Li, Rb und Cs. Als Vergleich mit angegeben: das permanente Dipolmoment d_e des Ammonium-Moleküls $^{14}NH_3$

B Schaltpläne zum HV-Schalteraufbau

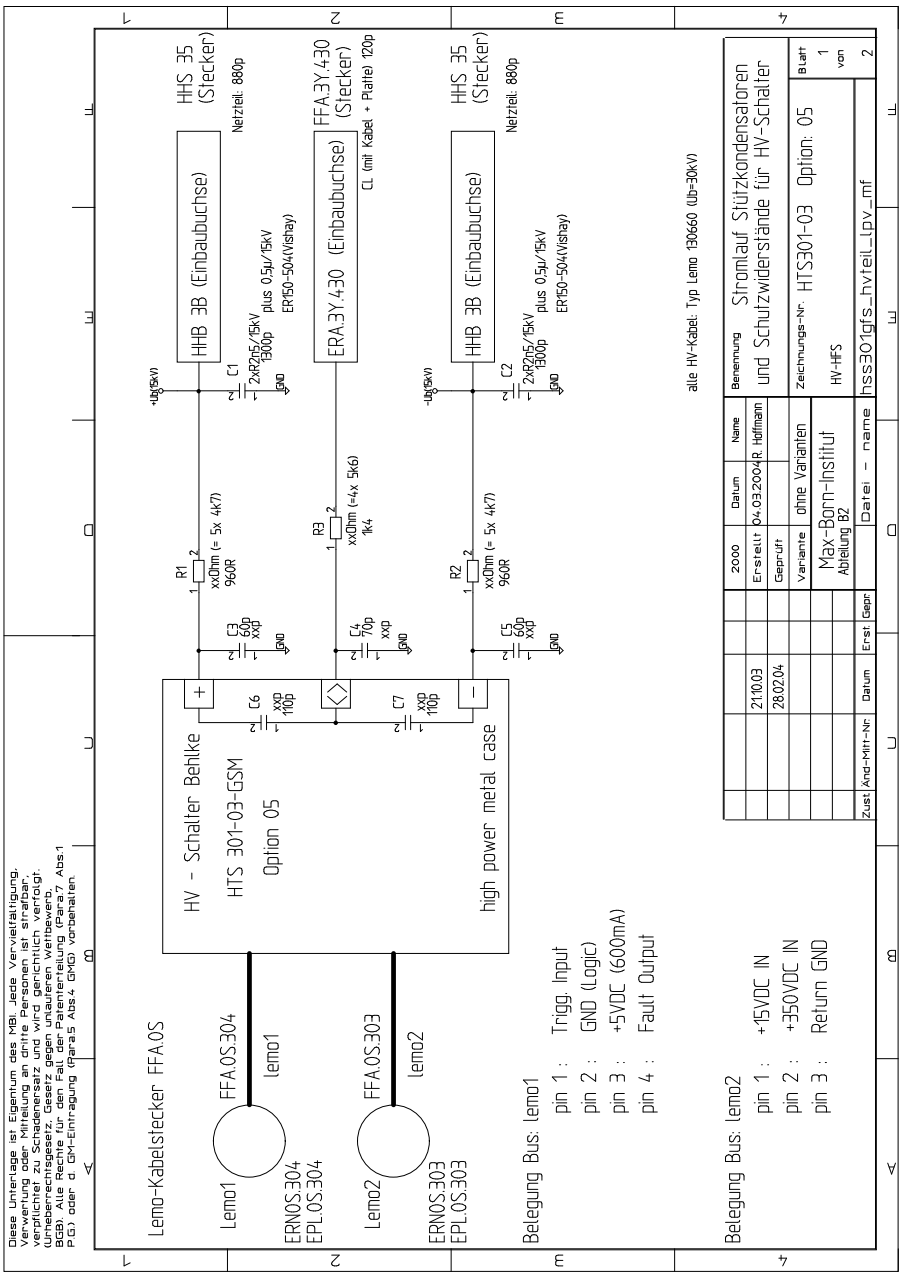


Abbildung B.1 — Der hochspannungsseitige Stromlauf mit den strombegrenzenden Widerständen und den Pufferkondensatoren.

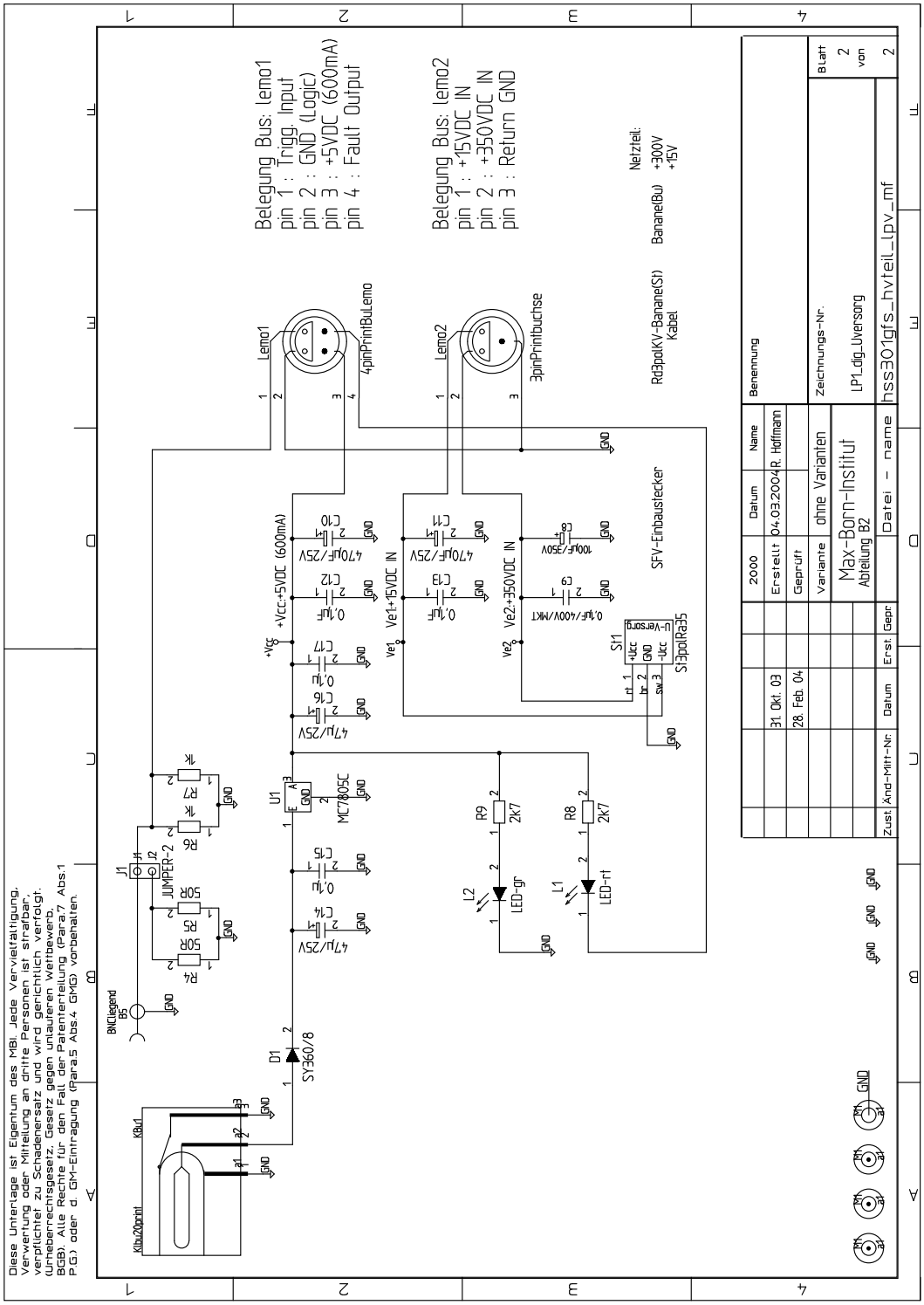


Abbildung B.2 — Die Ansteuerung der Hochspannungsschalter mittels TTL-Signal und die Zuführung der zusätzlichen Stützspannungsversorgung.

Literaturverzeichnis

[Alz04] C. Alzar, P.G. Petrov, D. Oblak, J.H. Müller, E.S. Polzik,
Compensation of eddy-current-induced magnetic field transients in a MOT
Technical Documentation at QUANTOP, Niels Bohr Institute Copenhagen (2004)
http://quantop.nbi.dk/pdfs/papers/coilspaper_resub.pdf

[Ang68] J.R.P. Angel und P.G.H. Sandars, *The hyperfine structure Stark effect*
Proc. Roy. Soc. A, **305**, 125 (1968)

[Ari77] E. Arimondo, M. Inguscio, P. Violino
Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms
Rev. Mod. Phys., **49**, 31 (1977)

[Arm71] Lloyd Armstrong, Jr., *Theory of the Hyperfine Structure of Free Atoms*
Wiley-Interscience, New York (1971)

[Ash70] A. Ashkin, *Atomic-Beam Deflection by Resonance-Radiation Pressure*
Phys. Rev. Lett., **25** (19), 1321 (1970)

[Bal79] V.I. Balykin, V.S.Letokhov und V.I. Mishin,
JETP Lett., **29**, 560 (1979)

[Bar01] M.D. Barrett, J.A. Sauer, M.S. Chapman,
All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate,
Phys. Rev. Lett., **87**, 010404 (2001)

[Bar05] S. Bartalini, I. Herrera, L. Consolino, L. Pappalardo, N. Marino, G. D'Arrigo, F.S. Cataliotti,
Full characterization of the loading of a magneto-optical trap from an alkali metal dispenser,
Eur. Phys. J. D, **36**, 101 (2005)

[Ber87] T. Bergeman, G. Erez, H.J. Metcalf,
Magnetostatic trapping fields for neutral atoms
Phys. Rev. A, **35**, 1535 (1987)

[Bet99] H.L. Bethlem, G. Berden, G. Meijer, *Decelerating Neutral Dipolar Molecules*
Phys. Rev. Lett., **83** (8), 1558 (1999)

[Bet02] H.L. Bethlem, F.M.H. Crompvoets, S.Y.T. van der Meerakker, G. Meijer,
Deceleration and trapping of ammonia using time-varying electric fields
Phys. Rev. A, **65**, 053416 (2002)

[Boh01] J.L. Bohn,*Inelastic collisions of ultracold polar molecules*
Phys. Rev. A, **63**, 052714 (2001)

[Bra02] M. Braune, *Optisch-optische Doppelresonanzexperimente an Kalium-Argon und Bestimmung der adiabatischen Potentiale sowie der Spin-Bahn-Funktion im $B\,^2\Sigma$ - $A^2\Pi$- System*,
Dissertation, TU-Berlin, Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften (2002)

[Bra03] B.H. Bransden, C.J. Joachain, *Physics of Atoms and Molecules*,
Pearson Education, 2nd edition (2003)

[Bro00] A. Browaeys, J. Poupard, A. Robert, S. Nowak, W. Rooijakkers, E. Arimondo, L. Marcassa, D. Boiron, C.I. Westbrook, A. Aspect,
Two body loss rate in a magneto-optical trap of metastable He
Eur. Phys. J. D, **8**, 199 (2000)

[Cor02] E.A. Cornell, C.E. Wieman,
Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments
Rev. Mod. Phys., **74**, 875 (2002)

[Dal89] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji,
Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models
J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 2023 (1989)

[Dam96] M. Dammasch, Diplomarbeit, 1996, TU-Berlin

[dat01] SAES Getters S.p.A., Viale Italia 77-1-20020, Lainate (MI), Italy

[dat02] Datenblatt - MACOR
http://www.schroederglas.com/download/MacorDatenblatt.pdf

[dat03] PEEK-Eigenschaften
http://www.hug-technik.com/inhalt/ta/kunstoff.htm

[Ded01] C.J. Dedman, K.G.H. Baldwin, M. Colla,
Fast switching of magnetic fields in a magneto-optical trap
Rev. Sci. Instrum., **72** (11), 4055 (2001)

[Ear42] S. Earnshaw,*On the nature of the molecular forces which regulate the constitution of the luminferous ether*
Trans. Cambridge Philos. Soc., **7**, 97-112 (1842)

[Eic04] U. Eichmann, private communications 2004

[Ein17] A. Einstein,*Zur Quantentheorie der Strahlung*
Physikalische Zeitschrift, **18**, 121 (1917)

[Ert85] W. Ertmer, R. Blatt, J.L. Hall und M.Zhu,
Laser Manipulation of Atomic Beam Velocities: Demonstration of Stopped Atoms and Velocity Reversal
Phys. Rev. Lett., **54**, 996 (1985)

[Foe92] O. Föllinger, *Regelungstechnik*
Hüthig Verlag (Heidelberg), 7. Auflage (1992)

[For98] J. Fortagh, A. Grossmann, T.W. Hänsch, and C. Zimmermann,
Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source
J. Appl. Phys., **84**, 6499 (1998)

[Frie90] H. Friedrich, *Theoretische Atomphysik*, Springer-Verlag (1990)

[Fris29] R. Frisch,
Z. Phys., **57**, 42 (1929)

[Gag94] R. Gaggl, L.Windholz, C. Umfer und C. Neureiter,
Laser cooling of sodium atomic beam using the Stark effect
Phys. Rev. A, **49** (2), 1119 (1994)

[Ger06] S. Gerlach, *Ionisationsdynamik ultrakalter Helium Rydbergatome*,
Dissertation, TU-Berlin, Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften (2006)

[Gho95] P.K. Ghosh,*Ion-Traps*
Oxford University Press, Oxford (1995)

[Gri99] R. Grimm, M. Weidemüller,Y.B. Ovchinnikov,
Optical Dipole Traps for Neutral Atoms,
http://de.arxiv.org/pdf/physics/9902072 (Feb. 1999)

[Hae75] T.W. Hänsch, A.L. Schwalow, *Cooling of Gases by Laser Radiation*,
Opt. Comm., **13**, 68 (1975)

[Hae80] T.W. Hänsch, B. Couillaud,
Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity
Opt. Commun., **35**, 441 (1980)

[Her00] N. Herschbach, P.J.J. Tol, W. Hogervorst, W. Vassen,
Suppression of Penning ionization by spin polarization of cold He(2^3S) atoms
Phys. Rev. A **61**, 050702 (R) (2000)

[Jan90] G.R. Janik, J.D. Prestage und L. Maleki,
Simple analytic potentials for linear ion traps
J. Appl. Phys., **67** (10), 6050 (1990)

[Jof93] M.A. Joffe, W. Ketterle, A. Martin und D.E. Pritchard,
Transverse cooling and deflection of an atomic beam inside a Zeeman slower
Opt. Soc. Am. B, **10** (12), 2257 (1993)

[Jun99] R. Jung,*Kühlen und Einfangen metastabiler He-Atome mit Hilfe von Diodenlasern*
Diplomarbeit, TU-Berlin (1999)

[Jun03a] R. Jung, S. Gerlach, R. Schumann, G. von Oppen, U. Eichmann,
Magneto-optical trapping of Stark-slowed metastable He atoms
Eur. Phys. J. D, **23**, 415 (2003)

[Jun03b] R. Jung, S. Gerlach, G. von Oppen, U. Eichmann,
Photoexcitation and Ionization of Cold Metastable Helium Atoms
in *Interactions in Ultracold Gases: From Atoms to Molecules*, Hrsg: M.Weidemüller, C.Zimmermann (Wiley 2003) pp. 394-398

[JunT04] T. Junglen, T. Rieger, S.A. Rangwala, P.W.H. Pinkse, G. Rempe,
Two-Dimensional Trapping of Dipolar Molecules in Time-Varying Electric Fields
Phys. Rev. Lett., **92**, 223001 (2004)

[Kas89] M.A. Kasevich, E. Riis, S. Chu, R.G. Devoe,
RF Spectroscopy in an Atomic Fountain
Phys. Rev. Lett. , **63**, 612 (1989)

[Kei91] D. Keith, C.R. Ekstrom, Q.A. Turchette, D.E. Pritchard,
An interferometer for atoms
Phys. Rev. Lett. **66**, 2693-2696 (1991)

[Kim04] J.Kim, U.D. Rapol, S. Moal, J, Leonard, M. Walhout, M. Leduc,
Photoassociation experiments with ultracold metastable helium
Eur. Phys. J. D, **31**, 227-237 (2004)

[Kis06] T. Kishimoto, H. Hachisu, J. Fujiki, K. Nagato, M. Yasuda, H. Katori,
Electrodynamic Trapping of Spinless Neutral Atoms with an Atom Chip
Phys. Rev. Lett., **96**, 123001 (2006)

[Koe04] J.C.J. Koelemeij, A.S. Tychkov, T. Jeltes, W. Hogervorst, W. Vassen,
High densities and optical collisions in a two-colour magneto-optical trap for metastable helium
J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **37**, 3501 (2004)

[Koh96] F. Kohlrausch,*Praktische Physik Band 1 und 2*
Teubner, 24.Auflage (1996)

[Lat81] R.V. Latham, *High Voltage Vacuum Isolation: The Physical Basis*
Academic Press Inc. (London) (1981)

[Lau93] M. Lau, *Aufbau eines Laserdiodensystems für Spektroskopie im roten Spektralbereich*,
Diplomarbeit, TU-Berlin, Institut für Strahlungs- und Kernphysik (1993)

[Lem95] P. Lemonde, O. Morice, E. Peik, J. Reichel, H. Perrin, W. Hänsel und C. Salomon,
An opto-electric trap for cold atoms
Europhysics Letters, **32** (7), 555 (1995)

[Let95] V.S. Letokhov, Yu B. Ovchinnikov und M.A. Ol'shanii,
Laser cooling of atoms: a review
Quantum Semiclass. Opt., **7** (1995)

[Mai62] A. Maitland, *Influence of the anode temperature on the breakdown voltage and conditioning characteristic of a vacuum gap*
Brit. J. Appl. Phys., **13**, 122-5 (1962)

[Mas97] H.C. Mastwijk, *Cold Collisions of metastable Helium Atoms*
Dissertation, Utrecht (1997)

[Mas98] H.C. Mastwijk, M. van Rijnbach, J.W. Thomsen, P. van der Straten, A. Niehaus, *Photo induced collisions with laser cooled He* atoms*
Eur. Phys. J. D, **4**, 131 (1998)

[Mes03] D. Meschede, H. Metcalf, *Atomic nanofabrication: atomic deposition and lithography by laser and magnetic forces*
J. Phys. D, **36**, R17-R38 (2003)

[Met94] H. Metcalf, P. v.d. Straten,*Cooling and Trapping of Neutral Atoms*
Physics Reports, **244**, 203 (1994)

[Mig85] A.L. Migdall, J.V. Prodan, W.D. Phillips, Th.H. Bergeman, H.J. Metcalf, *First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms*
Phys. Rev. Lett., **54**, 2596 (1985)

[Mor92] M. Morinaga, F. Shimizu, *Electric Trapping of Neutral Atoms*
Jpn. J. Appl. Phys., **31**, L1721 (1992)

[Mor93] M. Morinaga, F. Shimizu,
Electric Trapping of Neutral Atoms: Stability Theory
Laser Physics, **4** (2), 412 (1993)

[Noh00] H.-R. Noh, K. Shimizu, F. Shimizu,
Imaging of an atomic beam with electrostatic lenses
Phys. Rev. Lett., **84** (25), 5744 (2000)

[Pei99] E. Peik, *Electrodynamic trap for neutral atoms*
Eur. Phys. J. D, **6**, 179 (1999)

[Phi82] W.D. Phillips, H. Metcalf, *Laser Deceleration of an Atomic Beam*
Phys. Rev. Lett., **48**, 596 (1982)

[Phi92] W.D. Phillips,*Laser cooling and trapping of neutral atoms*
in *Laser Manipulation of Atoms and Ions*, Proceedings of the International School of Physics, North-Holland (1992)

[Pre92] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery,
Numerical recipes in C, The art of scientific computing
Cambridge University Press, Second Edition (1992)

[Pri86] D.E. Pritchard, E.L. Raab, V. Bagnato,
Light Traps Using Spontaneous Forces
Phys. Rev. Lett., **57**, 310 (1986)

[Raa87] E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, St. Chu und D.E. Pritchard,
Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure
Phys. Rev. Lett., **59**, 2631 (1987)

[Rap86] U.D. Rapol, A. Wasan, V. Natarajan,
Loading of a Rb magneto-optical trap from a getter source,
Phys. Rev. A, **64**, 023402 (2001)

[Rei76] F. Reif, *Physikalische Statistik und Physik der Wärme*
Walter de Gruyter, Berlin, New York (1976)

[Rie05] T. Rieger, T. Junglen, S.A. Rangwala, P.W.H. Pinkse, G. Rempe,
Continuous Loading of an Electrostatic Trap for Polar Molecules
Phys. Rev. Lett., **97**, 173002 (2005)

[Rob01] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C.I. Westbrook, A. Aspect,
A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms
Science **292**, 463 (2001)

[Roo97] W. Rooijakkers, W. Hogervorst und W. Vassen,
Laser deceleration and trapping of metastable helium atoms
Opt. Commun., **135**, 149 (1997)

[San01a] F. Pereira Dos Santos, J. Léonard, Junmin Wang, C.J. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C.S. Unnikrishnen, M. Leduc, C. Cohen-Tannoudji,
Bose-Einstein Condensation of Metastable Helium
Phys. Rev. Lett., **86**, 3459 (2001)

[San01b] F. Pereira Dos Santos, F. Perales, J. Léonard, A. Sinatra, Junmin Wang, F. S. Pavone, E. Rasel, C.S. Unnikrishnen, M. Leduc,
Penning Collisions of laser-cooled metastable helim atoms
Eur. Phys. J. D, **14**, 15 (2001)

[Sche00] R. Scheunemann, *Lichtgebundene Atome: Manipulation kalter Atome in mesoskopischen optischen Gittern*,
Dissertation, LMU-München, 2000

[Schm72] R. Schmieder,
Matrix Elements of the Quadratic Stark Effect on Atoms with Hyperfine Structure,
Am. J. Phys., **40**, 297 (1972)

[Schu97] R. Schumann, M. Dammasch, U. Eichmann, Y. Kriescher, G.Ritter und G. von Oppen,
Laser spectroscopy on the Stark effect of the 1s3p ^3P level of He I
J. Phys. B, **30**, 2581 (1997)

[Schu99] R. Schumann, C. Schubert, U. Eichmann, R. Jung, G. v.Oppen,
Laser cooling of metastable He atoms in an inhomogeneous eledtric field,
Phys. Rev. A, **59** (3), 2120 (1999)

[Schu04] R. Schumann, *Laserkühlung und Speicherung metastabiler Heliumatome in inhomogenen elektrischen Feldern*,
Dissertation, TU-Berlin, Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften (2004)

[Schw97] H. Schwarz, *Numerische Mathematik*,
Teubner-Verlag (1997)

[Shi92] F. Shimizu, M. Morinaga, *Electric Trapping of Neutral Atoms*
Jpn. J. Appl. Phys., **31**, L1721 (1992)

[Shi93] F. Shimizu, *Interferometry and Electric Manipulation of Ultracold Atoms in a Nondegenerate State*
ATOMIC PHYSICS 13 (AIP, New York) p.157-166 (1993)

[Sin02] K. Singer, S. Jochim, M. Mudrich, A. Mosk, M. Weidemüller,
Low-cost mechanical shutter for light beams
Rev. Sci. Instrum. **73** (12), 4420 (2002)

[Ste92] A.M. Steane, M. Chowdhury, C.J. Foot,
Radiation force in the magneto-optical trap
J. Opt. Soc. Am. B, **9** (12), 2142 (1992)

[Ste03] D. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*,
http://george.ph.utexas.edu/ dsteck/alkalidata/rubidium87numbers.pdf,
Version 1.6, 14.10.2003, Los Alamos

[Tak95] T. Takekoshi, J.R. Yeh, R.J. Knize,
Quasi-electrostatic trap for neutral atoms,
Opt. Comm., **114**, 421 (1995)

[Tho00] Thomas M. Miller, *Atomic and Molecular Polarizabilities*
in *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, David R. Lide, Ed., 81st ed. (CRC Press, Boca Raton, 2000)

[Vel05] Jacqueline van Veldhoven, H.L. Bethlem, G. Meijer,
ac Electric Trap for Ground-State Molecules
Phys. Rev. Lett., **94**, 083001 (2005)

[Wei99] J. Weiner, V.S. Bagnato, S. Zilio, P.S. Julienne,
Experiments and theory in cold and ultracold collisions
Rev. Mod. Phys., **71**, 1 (1999)

[Wei03] J. Weiner, *Cold and Ultracold Collisions in Quantum Microscopic Mesoscopic Systems*
Cambridge University Press, Cambridge, UK (2003)

[Win75] D.J. Wineland und H. Dehmelt,
Proposed 10^{14} $\Delta\nu < \nu$ *Laser Fluorescence Spectroscopy on Tl+ Mono-Ion Oscillator III (side band cooling)*
Bull. Am. Phys. Soc., **20**, 637 (1975)

[Win84] W.H. Wing, *On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields* Prog. Quant. Electr., **8**, 181 (1984)

[Wiz79] J.L. Wiza, *Microchannel plate detectors* Nucl. Instr. and Meth., **162**, 587 (1979)

[Yeh95] J.R. Yeh, R.J. Knize und B. Hoeling, *Longitudinal and transverse cooling of a cesium atomic beam using the D1 transition with Stark-effect frequency compensation*, Phys. Rev. A, **52** (2), 1388 (1995)

Publikationen

Veröffentlichungen in Zeitschriften und Monographien

- R. Schumann, R. Jung, C. Schubert, U. Eichmann, G. von Oppen, *Laser cooling of metastable He atoms in an inhomogeneous electric field*, Phys. Rev. A 59 (1999) 2120-5

- R. Jung, S. Gerlach, R. Schumann, G. von Oppen, U. Eichmann, *Magneto-optical trapping of Stark-slowed metastable He atoms*, Eur. Phys. J. D 23, 415-419 (2003)

- R. Jung, S. Gerlach, U. Eichmann, G. von Oppen, *Photoexcitation and Ionisation of Cold Metastable Helium Atoms* Beitrag in „Interactions in Ultracold Gases – From Atoms to Molecules“, M. Weidemüller, C. Zimmermann ed. WILEY-VCH (2003) pp. 394-398

Vorträge

- R. Schumann, R. Jung, C. Schubert, U. Eichmann, G. von Oppen, *Laserkühlung und Einfang von metastabilen Heliumatomen in elektrischen Feldern*, DPG-Frühjahrstagung (Heidelberg 1999)

- R. Jung, S. Gerlach, U. Eichmann, G. von Oppen, *Photoexcitation and Ionisation of Cold Metastable Helium Atoms*, „Interactions in Ultracold Gases“ Workshop and Training School (Heidelberg, September 2002)

- S. Gerlach, R. Jung, U. Eichmann, G. von Oppen, *Stöße in kalten Helium Rydberggasen*, DPG-Frühjahrstagung (Hannover, 2003)

Poster

- R. Schumann, C. Schubert, R. Jung, U. Eichmann, G. von Oppen, *Laserkühlung von metastabilen Heliumatomen*, DPG-Frühjahrstagung (Konstanz 1998)

- R. Jung, R. Schumann, S. Gerlach, U. Eichmann, G. von Oppen, *Magneto-Optical Trapping of Stark-Slowed metastable Helium Atoms*, Norddeutscher Lasertag 2000 - Hannover

- R. Jung, S. Gerlach, R. Schumann, U. Eichmann, G. v.Oppen, *Magneto-Optical Trapping of Stark-Slowed metastable Helium Atoms*, DPG-Frühjahrstagung (Berlin 2001)

- R. Jung, S. Gerlach, U. Eichmann, G. von Oppen, *Photoionisation von kalten Heliumatomen*, DPG-Frühjahrstagung (Osnabrück 2002)

Danksagung

Am Ende der Arbeit ein Wort des Dankes an all jene, die es mir ermöglicht haben, dieses Projekt durchgeführt und letztenendes auch erfolgreich abgeschlossen zu haben. Insbesondere möchte ich an dieser Stelle Herrn Prof. G. v.Oppen für seine außerordentliche Geduld in der Betreuung seines Doktoranden danken. Ebenso zu Dank verpflichtet bin ich meinem Betreuer am Max-Born-Institut (MBI), Herrn Priv.Doz. Dr. U. Eichmann, der mir in den entscheidenden Momenten die Möglichkeit gab, auf alternativen Wegen zum Ziel dieser Arbeit zu gelangen. Dem Direktor der Abteilung B des Max-Born-Instituts, Herrn Prof. W. Sandner, gilt mein Dank dafür, überhaupt die Experimente unter Benutzung der Infrastruktur am Institut durchführen zu können, sowie an diversen Tagungen und Seminarfahrten als Mitarbeiter des MBIs teilnehmen zu dürfen.

Dafür, daß ich mich nicht alleine mit der Atomkühlung und -speicherung auseinandersetzen mußte, sei hier meinem Vorgänger in Sachen Heliumspeicherung, Dr. René Schumann, sowie meinen aktuellen Mitstreitern Dipl.-Phys. Stefan Gerlach und Tomasz Kwapien gedankt.

Bezogen auf die technische Unterstützung, die zur Realisierung meiner Arbeiten erforderlich waren, möchte ich mich insbesondere bei Herrn R. Hoffmann für die Zeit und Geduld, die beim Aufbau der Hochspannungsschalter aufzuwenden waren, bedanken. Ebenfalls soll hier die Werkstatt des MBIs lobend erwähnt werden, ohne die die Realisierung des Aufbaus der elektrischen Falle nicht möglich geworden wäre. Für diverse kurzfristig benötigte elektronische Bauteile (Magnetfeldschalter, Pumpensteuerung) konnten dankenswerterweise die Praktikanten aushelfen.

Bedanken möchte ich mich bei den Mitarbeitern des Instituts für atomare Physik und Fachdidaktik der TU-Berlin, die mir mit Rat und Tat zur Seite standen; besonders zu erwähnen sind Herr R. Kastl, der mit mir über fünf Jahre die „Physik für Elektrotechniker“-Vorlesung begleitet hat, sowie Fr. Dr. S. Kröger, aus deren Gruppe ich mir den Diodenlaser für die Rubidium-MOT ausleihen konnte.

Für die unkomplizierte Hilfe bei der Beschichtung von Spiegeln und Linsen danke ich Fr. Scharfenorth vom Optischen Institut der TU-Berlin.

Zu guter Letzt natürlich ein dickes Dankeschön an meine Eltern für die ausdauernde, geradezu holistische Unterstützung; ohne sie wäre diese Arbeit wohl nicht zustande gekommen. Meinem Bruder danke ich für die aufmunternden Gespräche und für den letzten Anschubser zum Durchhalten und meiner Freundin Sabrina Berg für ihr Verständnis, das sie während des Endspurts aufbringen mußte.