

Fokussieren und Kühlen neutraler Atome in starken Dipolpotentialen

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation
von
Dipl.-Phys. Markus Schiffer
geb. am 15. 7. 1968 in Lückerrath

1997

Referent:	Prof. Dr. W. Ertmer
Korreferent:	Prof. Dr. E. Tiemann
Tag der Promotion:	12. Dezember 1997

Zusammenfassung

Die Zielsetzung dieser Arbeit bestand darin, experimentelle Techniken und physikalische Konzepte auf dem Weg zur Realisierung einer kontinuierlichen kohärenten Quelle neutraler Atome zu untersuchen und experimentelle Voraussetzungen dafür zu schaffen.

Eine wesentliche Voraussetzung einer laserartigen Quelle neutraler Atome ist eine brillante Strahlquelle, die auch die Grundlage der Experimente dieser Arbeit ist. Zur Präparation und Optimierung eines langsamen Atomstrahls metastabiler Neonatome wurde die komplexe Dynamik der Polarisationsgradientenkühlung in einer 2D-magnetooptischen Melasse mit hohen Magnetfeldgradienten von 350 G/cm untersucht. Dabei wurden Geschwindigkeitsbreiten nahe der Photonenrückstoßgrenze und ein von der Standardtheorie abweichendes Verhalten gemessen.

Analog zum optischen Laser ist für eine kohärente atomare Quelle ein Resonator hoher Güte zur Konzentration der Atome auf wenige Moden erforderlich. TEM_{01}^* -Laserfelder mit positiver Frequenzverstimmung ermöglichen hierzu die Realisierung starker Dipolpotentiale mit Vibrationsfrequenzen in der Größenordnung der Photonenrückstoßfrequenz $\omega_{\text{rec}} = \hbar k^2 / (2m)$.

Zur effizienten Erzeugung des TEM_{01}^* -Laserstrahls wurden verschiedene Methoden untersucht und gegeneinander abgewogen. Mittels computergenerierter Hologramme konnten schließlich TEM_{01}^* -Laserfelder mit einer Effizienz von 45% und guter Modenqualität erzeugt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Fokussierung neutraler Atome in einem TEM_{01}^* -Laserstrahl erstmals experimentell realisiert werden und die Ergebnisse zur Fokussierung mittels eines Gauß-Modus wesentlich verbessert werden. Im direkten Vergleich konnte die wesentlich höhere Effizienz der Fokussierung in einem TEM_{01}^* -Laserstrahl gegenüber der im TEM_{00} -Laserfeld nachgewiesen werden. Es wurden $1.4 \cdot 10^6$ Atome/s, entsprechend 70% aller Atome eingefangen, geführt und auf Durchmesser von ca. 6 μm fokussiert werden.

Im Hinblick auf die kontinuierliche Besetzung niedriger Potentialzustände wurde erstmalig eine detaillierte Untersuchung der Polarisationsgradientenkühlung in starken Dipolpotentialen durchgeführt. Eine 2D-optische Melasse kühlt die transversale Geschwindigkeitsbreite des Atomstrahls im Fokus eines TEM_{01}^* -Laserstrahls unter das Dopplerlimit. Dabei wurde eine signifikante Abhängigkeit der Kühleffizienz von der TEM_{01}^* -Potentialstärke beobachtet.

Die Ergebnisse dieser Arbeit demonstrieren die Eignung des TEM_{01}^* -Lasermodes als neues atomoptisches Instrument. Durch Anwendung der Polarisationsgradientenkühlung in starken TEM_{01}^* -Dipolpotentialen wurden neue Erkenntnisse über die Laserkühlung stark gebundener neutraler Atome gewonnen.

Abstract

The purpose of this work was to investigate experimental techniques and physical concepts for the realization of a continuous coherent source of neutral atoms.

An essential requirement for a laserlike source of neutral atoms is a brilliant atomic beam source. Part of this work was the generation of such a bright atomic beam. To optimize a slow atomic beam of metastable neon atoms the complex dynamics of polarisation gradient cooling in a 2D-magneto optical molasses with high magnetic field gradients of 350 G/cm was investigated. Velocity spreads near the photon recoil limit were measured. The results disagree with standard sub-Doppler theory.

Analogous to an optical laser a resonator with high quality is required for a coherent atomic beam source. TEM₀₁*-laser fields with positive frequency detuning allow for the implementation of strong dipole potentials with vibrational frequencies in the range of the photon recoil frequency $\omega_{\text{Rec}} = \hbar k^2 / (2m)$.

Different techniques for the efficient generation of a TEM₀₁*-laser beam were investigated and compared. TEM₀₁*-laser fields with good mode quality were generated with an efficiency of 45% by means of computer generated holograms.

In this work the focusing of neutral atoms in a TEM₀₁*-laser beam was demonstrated for the first time. The previous results of focusing of neutral atoms with a Gaussian laser beam was significantly improved. Moreover the significantly higher efficiency of focusing in a TEM₀₁*-laser beam versus focusing in a Gaussian laser field was proved in direct experimental comparison. A flux of $1.4 \cdot 10^6$ atoms/s corresponding to 70% of all atoms was captured, guided and focused to a diameter of ca. 6 μm .

With regard to the continuous occupation of low vibrational states the polarisation gradient cooling in strong dipole potentials was investigated for the first time. In the focus of a TEM₀₁*-laser beam the transverse velocity spread of the atomic beam is reduced below the Doppler limit by a 2D-optical molasses. A significant dependence of the cooling efficiency on the TEM₀₁*-potential strength was thereby observed.

The results of this work demonstrate the capability of the TEM₀₁*-mode as a new instrument for atom optics. By application of polarisation gradient cooling in strong dipole potentials new insights into laser cooling of strongly bound neutral atoms were obtained.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	7
2. Atome im AC-Stark-Potential eines TEM₀₁*-Laserfeldes	13
2.1 Wechselwirkung neutraler Atome mit Laserfeldern.....	15
2.1.1 Der Wechselwirkungsoperator Atom-Lichtfeld.....	15
2.1.2 Die Dipolkraft und das AC-Stark-Dipolpotential.....	18.
2.1.3 Spontane Streurrate im TEM ₀₁ *- und TEM ₀₀ -Mode.....	23
2.2 Wechselwirkung neutraler Atome in Laguerre Gaußmoden	24
2.2.1 Die Laguerre-Gauß Lasermoden.....	24
2.2.2 Propagation der Laguerre-Gaußmoden.....	26
2.2.3 Kräfte auf Atome in Laguerre-Gauß'schen-Laserfeldern.....	28
2.3 Dynamik der atomaren Schwerpunktsbewegung im Potential eines fokussierten TEM ₀₁ *-Laserstrahls.....	30
2.3.1 Untersuchung der zeitlichen Entwicklung im Potential.....	31
2.3.2 Atomare Trajektorien im TEM ₀₁ *-Potential.....	33
2.3.3 Das TEM ₀₁ *-Potential als Linse für Atome.....	37
2.3.4 Orts- und Impulsverteilungen im Fokus des TEM ₀₁ *-Mode.....	38
2.4 Kritische Betrachtung zur Kohärenz in TEM ₀₁ *- Dipolpotentialen	41
3. Experimentelle Grundlagen	43
3.1 Standardmethoden der Laserkühlung neutraler Atome.....	43
3.1.1 Bremsen und Kühlen eines thermischen Atomstrahls.....	43
3.1.2 Kühlen in einer optischen Melasse.....	44
3.1.3 Das magnetooptische Prinzip.....	45
3.2 Metastabile Atome in atomoptischen Experimenten.....	45
3.2.1 Detektion metastabiler Atome.....	48
3.3 Präparation einer langsamen ultrakalten Strahlquelle.....	50
3.3.1 Experimenteller Aufbau.....	51
3.3.2 Messmethoden.....	53
3.3.3 Atomstrahlparameter.....	55
3.3.4 Grenzen der Kompression.....	56

3.4	Effiziente Erzeugung eines TEM_{01}^* -Modes.....	56
3.4.1	Erzeugung im Laserresonator	57
3.4.2	Erzeugung mittels Modenkonverter.....	57
3.4.3	Holographische Erzeugung.....	58
3.4.4	Produktionsverfahren computergenerierter Hologramme.....	63
3.4.5	Untersuchung der holographisch erzeugten Laserfelder.....	65
4.	Polarisationsgradientenkühlen in starken Magnetfeldern.....	68
4.1	Laserkühlung und Thermodynamik.....	68
4.1.1	Kriterien für erfolgreiches Laserkühlen.....	69
4.2	Grundlagen der Polarisationsgradientenkühlung.....	70
4.2.1	Kühlung in einer lin $_ _ _$ lin polarisierten Stehwelle.....	70
4.2.2	Kühlung in einer $\sigma^+ \sigma^-$ polarisierten Stehwelle.....	71
4.3	Einfluß von Magnetfeldern auf das Polarisationsgradientenkühlen.....	72
4.4	Dynamik einer 2D-magnetooptischen Umlenkmelasse.....	75
4.5	Untersuchung der Polarisationsgradientenkühlung in einer zweidimensionalen magnetooptischen Melasse.....	78
4.6	Fazit und Diskussion.....	80
5.	Führen und Fokussieren neutraler Atome in einem TEM_{01}^*-Laserfeld.....	83
5.1	Experimenteller Aufbau.....	84
5.2	Ergebnisse zum Führen und Fokussieren neutraler Atome.....	89
5.2.1	Einfang der Atome in das TEM_{01}^* -Potential.....	89
5.2.2	Gesamteffizienz des Fokussierungsprozesses.....	91
5.2.3	Geschwindigkeitsverteilungen im Fokus.....	92
5.2.4	Durchmesser und Dichte der atomaren Verteilung im Fokus.....	95
5.2.5	Abhängigkeit der Flußdichte von der Potentialstärke.....	97
5.2.6	Fokussieren im TEM_{01}^* -Mode vs. TEM_{00} -Mode.....	98
5.2.7	Das TEM_{01}^* - Potential als parametrischer Oszillator.....	99
5.2.8	Diskussion und Bewertung.....	101

6. Kühlung in starken Dipolpotentialen	104
6.1 Mehrfachbesetzung gebundener Zustände durch Photonenprozesse.....	106
6.2 Polarisationsgradientenkühlen in zwei Dimensionen.....	108
6.3 Aufbau und Charakterisierung einer 2D-Kühlzone.....	112
6.3.1 Experimenteller Aufbau.....	112
6.3.2 Charakterisierung der Kühlzone im freien Raum.....	116
6.4 Theoretische Grundlagen zum Polarisationsgradientenkühlen in Dipolpotentialen.....	119
6.4.1 Hamilton- und Wechselwirkungsoperator.....	119
6.4.2 Polarisationsgradientenkühlen in AC-Stark-Potentialen.....	120
6.4.3 Optische Gitter im TEM_{01}^* -Potential.....	125
6.4.4 Vergleich der Wirkung magnetischer und elektrischer Felder.....	127
6.5 Ergebnisse der Kühlung im TEM_{01}^* -Dipolpotential.....	127
6.5.1 Interpretation der gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen.....	128
6.5.2 Einfluß der Polarisation der Laserfelder auf die Kühleffizienz.....	129
6.5.3 Abhängigkeit der Kühleffizienz von der Kühllaserverstimmung.....	131
6.5.4 Analyse der gekühlten Geschwindigkeitsverteilungen.....	131
6.5.5 Abhängigkeit der Kühleffizienz von der TEM_{01}^* -Potentialstärke und der Kühllasersättigung	134
6.5.6 Diskussion und Bewertung.....	138
7. Ausblick	142
7.1 Anwendungen spezieller holographisch erzeugter Lichtfelder.....	144
7.2 Ramanseitenbandkühlen gebundener neutraler Atome.....	144
7.3 Kontinuierliches Füllen eines Atomresonators.....	145
Literaturverzeichnis	149

1. Einleitung

Materiewellen und Quantenstatistik

Die Erkenntnis des Dualismus von Wellencharakter und Teilchencharakter sowohl des Lichtes als auch der Materie bedeutete einen der wichtigsten und faszinierendsten Fortschritte der neuzeitlichen Naturforschung. Verknüpft doch dieses physikalische Modell zwei so verschieden scheinende Objekte wie Licht und Materie. Louis de Broglie führte 1924 durch die Beziehung $p = h/\lambda_{dB}$ den Begriff der Materiewellen ein [1]. Durch die Verknüpfung des Impulses p mit der de Broglie-Wellenlänge λ_{dB} und dem Planck'schen Wirkungsquantum h verband er den Welle-Teilchen Dualismus mit dem Grundkonzept von der Quantelung der Wechselwirkung zwischen Materie und Licht. Materiewelleninterferenzen wurden für Elektronen, Neutronen und Atome in eleganten Geometrien nachgewiesen [2-5], wobei es sich in diesen Experimenten durchweg um Einteilcheninterferenzen handelt.

Seit einigen Jahren ist man bestrebt, atomare Ensemble zu präparieren, die insgesamt interferenzfähig sind, d. h. die verschiedenen de Broglie Wellen eines Ensembles sind zueinander kohärent. Quantenstatistische Vielteilcheneffekte treten in bosonischen atomaren Ensembles hoher Phasenraumdichte auf, deren interatomare Abstände in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge liegen. Mit der makroskopischen Besetzung eines quantenmechanischen Grundzustandes, der Bose-Einstein-Kondensation, gelang 1995 erstmalig die Beobachtung dieser quantenstatistischen Effekte an magnetisch gespeicherten Ensembles neutraler ^{87}Rb , ^{23}Na und ^7Li Atome [6][7][8]. Die Realisierung mehrfachbesetzter quantenmechanischer Zustände ermöglicht die Untersuchung quantenstatistischer Phänomene wie z.B. der "Bose-Verstärkung", die aufgrund der bosonischen Quantenstatistik zur Erhöhung der Übergangsraten durch Stöße oder Photonenprozesse um einen Faktor $(N+1)$ in einen bereits mit N Bosonen besetzten Zustand führt [9]. Der Einfluss der räumlichen Korrelation (Bosonen) oder Antikorrelation (Fermionen) auf die Wechselwirkung ununterscheidbarer Teilchen mit elektromagnetischer Strahlung [10][11][12] ist bisher weitestgehend unverstanden und kann an mehrfachbesetzten quantenmechanischen Zuständen erforscht werden. Insbesondere wird in atomaren Ensembles derart extremer Dichte bei Wechselwirkung mit Licht das Auftreten nichtlinearer atomoptischer Effekte wie atomarer Solitonen [13] oder Effekte analog zu denen in optischen Kerr-Medien [10] erwartet. Darüber hinaus können aufgrund der kleinen Abstände interatomare Wechselwirkungen, wie z. B. die Dipol-Dipol- und Van der Waals-Wechselwirkung untersucht werden.

Kohärente Atomare Quellen

Parallel zur Bose-Einstein-Kondensation magnetisch gespeicherter atomarer Ensemble werden Forschungen zur Realisierung einer kontinuierlichen kohärenten atomaren Quelle neutraler Atome, eines "Atomlasers" vorangetrieben. Von einer solchen Quelle wird eine ähnlich stimulierende Wirkung auf Wissenschaft und Technik erwartet, wie sie seit den 60er Jahren von Lasern, d. h. optischen kohärenten Quellen ausgeht. Durch eine "laserartige Quelle" neutraler Atome können z.B. atominterferometrische Experimente mit einer um Größenordnungen höheren Genauigkeit durchgeführt werden. Insbesondere eröffnen sich durch die extreme Brillianz dieser Quellen neue Möglichkeiten in der Atomlithographie [14]. Eine Vielzahl unterschiedlicher Konzepte wurde bereits vorgestellt [15-21].

Wesentliche Voraussetzung für die Realisierung eines Atomlasers ist analog zum optischen Laser ein Resonator [22-24] hoher Güte zur Konzentration der Atome auf wenige Moden. Mit ca. 10^9 Atomen stehen in typischen Experimenten eine um einen Faktor 10^9 geringere Teilchenzahl gegenüber optischen Lasern zur Verfügung, daher führen offene Resonatoren, wegen der zu großen Verluste, hier nicht zum Ziel. Des Weiteren ist in einem gegebenen Volumen die Zustandsdichte thermischer Atome um einen Faktor 10^8 größer als für Photonen. Die Zahl der Zustände in einem gegebenen Volumen V beträgt für Atome mit Impuls p :

$$N(p) = \frac{V}{6\pi\hbar^3} p^3 \quad (1.1)$$

Im Gegensatz zum optischen Laser sind somit wesentlich kleinere Volumina zur Reduzierung der Modendichte erforderlich. Insbesondere sind Kühlmechanismen notwendig, die die Phasenraumdicke und damit auch die Modendichte weiter reduzieren. Zur Realisierung einer kohärenten atomaren Quelle besteht ein großes Interesse, die Besetzung eines Grundzustandes mittels eines kontinuierlichen Füllmechanismus zu erreichen. Laserkühlmechanismen bieten dazu nach bisheriger Kenntnis die besten Voraussetzungen. Die Untersuchung geeigneter kohärenzerhaltender Geometrien für Atomresonatoren und die Anwendung von Laserkühlmechanismen darin sind Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit.

Atomoptik

Geeignete Speichergeometrien neutraler Atome werden im Bereich der Atomoptik seit einigen Jahren intensiv erforscht. Grundlage atomoptischer Techniken [25] im Hinblick auf die Realisierung atomarer Resonatoren sind kohärenzerhaltende Potentiale wie sie durch Magnetfelder oder Dipolpotentiale [26][27] realisiert werden können. Zur Zeit sind die technologischen

Möglichkeiten zur Erzeugung starker Dipolpotentiale deutlich weiter fortgeschritten als für magnetische oder elektrische Potentiale. Insbesondere Dipolpotentiale positiver Laserverstimmung sind für kohärenzerhaltende Anwendungen von Vorteil, da hier Atome im Intensitätsminimum gespeichert werden. Dadurch werden die stochastischen spontanen Prozesse reduziert, die einen kohärenzerstörenden Einfluß haben.

Als Resonatorgeometrien wurden Anordnungen vorgeschlagen [22][23], die analog zu optischen Resonatoren auf Dipolkraftspiegeln [28-30] zur Reflektion der atomaren de Broglie-Wellen basieren. Ein Nachteil dieser Anordnungen liegt in der hohen Modendichte der de Broglie-Wellen-Zustände, die eine Mehrfachbesetzung erheblich erschweren. Durch einen transversalen Einschluß der atomaren Ensemble mittels starker harmonischer TEM_{01}^* -Dipolpotentiale mit Vibrationsfrequenzen $\omega_{\text{vib}} \approx \omega_{\text{rec}} = \hbar k^2/2m$ in der Größenordnung des Photonenrückstoßlimits kann, aufgrund der Verkleinerung des Speichervolumens, die Modendichte wesentlich verringert werden. Des weiteren erleichtert die äquidistante, aufgelöste Modenstruktur die spektroskopische Untersuchung der Besetzungsverteilung in den Atomresonatoren.

Zum kontinuierlichen Füllen eines Atomresonators muß der Fluß einer atomaren Quellen in das kleine Raumvolumen des Resonators überführt werden. Dazu bietet die Fokussierung in Dipolpotentialen hervorragende Möglichkeiten. Ashkin demonstrierte 1978 erstmals die Fokussierung eines Atomstrahls mit Hilfe eines rotverstimmten ($\Delta < 0$) TEM_{00} -Laserstrahls [31]. Dabei führte die hohe spontane Streurrate, bei der Führung im Intensitätsmaximum, zu zusätzlichen Aufheizeffekten und damit zu Verlusten und einem verminderten Fokussierungseffekt. Deshalb schlugen Ashkin und andere [32-34] den Einsatz eines TEM_{01}^* -Laserstrahls zum Führen und Fokussieren vor, wie er in dieser Arbeit erstmals demonstriert wird.

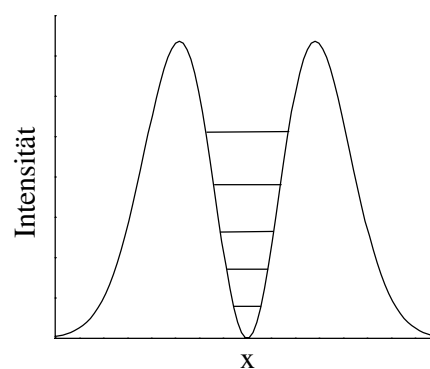


Abb. 1.1 Intensitätsprofil eines TEM_{01}^* -Laserstrahls. In einer paraxialen Näherung ist das zugehörige Dipolpotential harmonisch.

Laserkühlung neutraler Atome in gebundenen Zuständen

Zur kontinuierlichen Besetzung eines Vibrationszustandes wird zur Zeit der Einsatz von Laserkühlmechanismen intensiv diskutiert, die dazu dienen sollen, bosonische Atome aus einem Reservoir in einen Vibrationszustand des Atomresonators zu pumpen. Die experimentelle und theoretische Untersuchung optischer Kühlmethoden stark gebundener Atome wurde erstmals

in Form der Dopplerkühlung und Seitenbandkühlung an Ionenfallen durchgeführt [35]. Bei der Kühlung stark gebundener Atome kann aufgrund des Lamb-Dicke-Effektes das durch Photonenstreuung verursachte Rückstoßheizen und die Verluste durch Photonenreabsorption von Atomen, die bereits im Grundzustand lokalisiert sind, unterdrückt werden [36]. Optische Kühlmechanismen stark gebundener neutraler Atome werden seit etwa vier Jahren zumeist in theoretischen Beiträgen [37-39] untersucht. Dabei ist die Frage, ob durch Laserkühlung die mehrfache Besetzung eines de Broglie-Wellenzustandes möglich ist, noch offen. Ein Beitrag zur Klärung dieser Frage wird in dieser Arbeit durch die Untersuchung der Polarisationsgradientenkühlung in einem starken TEM_{01}^* -Dipolpotential geleistet.

Zielsetzung dieser Arbeit

Eine wesentliche Aufgabenstellung dieser Arbeit war es, experimentelle Methoden und Konzepte auf dem Weg zu einer "laserartigen Quelle" neutraler Atome zu erarbeiten. Die hierzu durchgeführten experimentellen Untersuchungen gliedern sich in drei Teilprojekte.

Die Optimierung und Präparation einer brillanten Strahlquelle metastabiler Neonatome war eine grundlegende Voraussetzung für die nachfolgenden Experimente. Dazu wurde die komplexe Dynamik der Dopplerkompression und Polarisationsgradientenkühlung in einer 2D-magnetooptischen Melasse mit hohen Magnetfeldgradienten untersucht.

Als Demonstration der Eignung von TEM_{01}^* -Laserfeldern zum effizienten Laden von Atomresonatoren und als atomare Speichergeometrien mit einer auflösbaren Modenstruktur wurde ein TEM_{01}^* -Laserstrahl positiver Frequenzverstimmung zur Fokussierung eines langsamen Atomstrahls metastabiler Neonatome eingesetzt. Zur Anwendung von TEM_{01}^* -Laserstrahlen in der Atomoptik mußten Methoden für eine effiziente, modenreine und stabile Erzeugung eines TEM_{01}^* -Laserstrahls erarbeitet werden. Dabei wurde besonders intensiv der Einsatz computergenerierter Hologramme untersucht.

Insbesondere erfolgt in dieser Arbeit eine detaillierte Untersuchung der Polarisationsgradientenkühlung in starken Dipolpotentialen mit dem Ziel, eine kontinuierliche Besetzung tiefliegender Potentialgrundzustände zu erreichen.

Experimentelles Gesamtkonzept

Als Basis der Experimente diente ein, mit den Methoden der Laserkühlung präparierter, langsamer Atomstrahl metastabiler Neonatome mit einer mittleren longitudinalen Geschwindigkeit

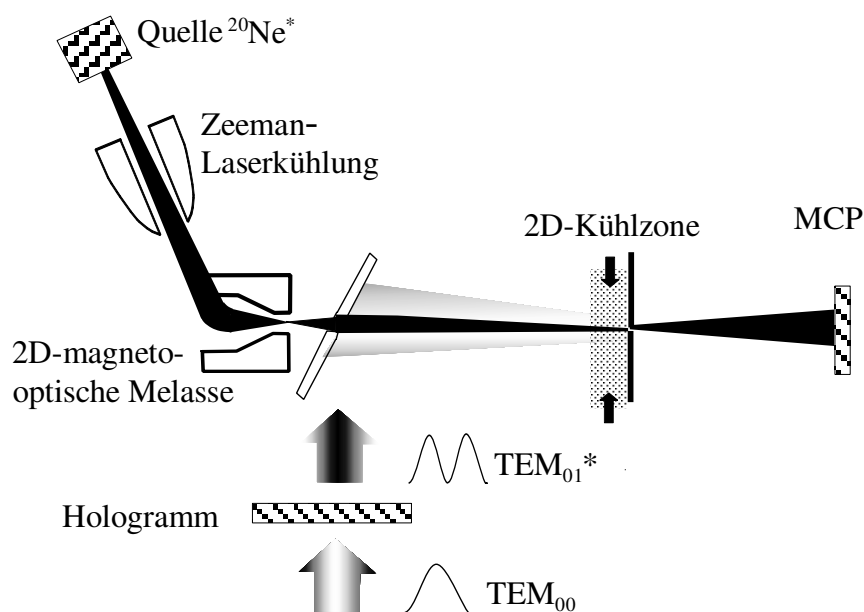


Abb. 1.2 Experimenteller Gesamtaufbau: Mittels Laserkühlung wird ein Ne^* -Atomstrahl erzeugt und seine Brillanz in einer 2D-magneto-optischen Melasse gesteigert. Zur Fokussierung wird dem Atomstrahl ein konvergenter TEM_{01}^* -Laserstrahl überlagert. Im Fokus wird der TEM_{01}^* -Laserstrahl durch eine Blende abgeschnitten, so daß die Atome ihre momentane Geschwindigkeitsverteilung unverändert beibehalten. Aus der Messung der Ortsraumverteilung in großer Entfernung mittels einer Mikrokanalplatte kann auf die Geschwindigkeitsverteilung im Fokus zurückgeschlossen werden. Der TEM_{01}^* -Mode wird mittels eines Hologramms durch Transformation eines TEM_{00} -Mode erzeugt.

von $v_{\text{long}} = 28 \text{ m/s}$. Die Endstufe der Strahlpräparation bildet eine zweidimensionale magneto-optische Melasse. Zur Fokussierung wird dem Atomstrahl ein konvergenter, holographisch erzeugter TEM_{01}^* -Mode großer positiver Laserverstimmung ($\approx 30..600 \text{ GHz}$) überlagert. Durch die repulsiven Dipolkräfte werden die Atome im Intensitätsminimum geführt und aufgrund des ansteigendem Dipolpotentials fokussiert (s. Abb. 1.2).

Eine zweidimensionale Kühlzone im Bereich des Fokus ermöglicht die Untersuchung der Polarisationsgradientenkühlung in starken Dipolpotentialen.

Struktur der Arbeit

Die Fokussierung und Kühlung neutraler Atome in einem TEM_{01}^* -Dipolpotential, sowie die zur Präparation des ultrakalten Atomstrahls eingesetzte Laserkühlung beruhen auf der Wechselwirkung der Atome mit dem elektromagnetischen Strahlungsfeld. Die physikalischen Grundlagen dieser Wechselwirkung unter Berücksichtigung der besonderen Eigenschaften eines TEM_{01}^* -Laserfeldes werden neben den Besonderheiten der Laguerre-Gaußmoden im Hinblick auf den experimentellen Einsatz in Kapitel zwei dargestellt. Insbesondere wird auf die Dynamik und die zeitliche Entwicklung der atomaren Bewegung in einem TEM_{01}^* -Laserfeld eingegangen. Es folgt

eine Darstellung experimenteller Grundlagen wie die Präparation des Atomstrahls und die effiziente Erzeugung eines TEM_{01}^* -Modes (Kap.3). Die Untersuchungen zur Polarisationsgradientenkühlung in hohen Magnetfeldgradienten und eine Diskussion des Einflusses von Magnetfeldern werden im vierten Kapitel dargestellt. Das folgende fünfte Kapitel behandelt, mit der Erläuterung der experimentellen Durchführung der Fokussierung neutraler Atome in einem TEM_{01}^* -Laserfeld und der Darstellung der Ergebnisse, einen Kernpunkt dieser Arbeit.

Ein weiterer Schwerpunkt, die Polarisationsgradientenkühlung eines atomaren Ensembles im Fokus eines TEM_{01}^* -Laserstrahls, ist Thema des sechsten Kapitels. Zunächst werden die Besonderheiten zweidimensionaler Kühlfelder (6.2) und der Aufbau einer Kühlzone (6.3.1) sowie Messungen zur Charakterisierung der Zone am freien Atomstrahl (6.3.2) dargestellt.

Vor der Darstellung der Meßergebnisse (6.5) wird der Einfluß der AC-Stark-Verschiebung auf den Kühlmechanismus diskutiert (6.4). Das Kapitel schließt mit einer Diskussion und Bewertung der Ergebnisse im Hinblick auf eine Besetzung niedriger Vibrationszustände im Potential des TEM_{01}^* - und des Kühllaserpotentials (6.5.6). Zum Abschluß der Arbeit wird ein Ausblick auf zukünftige Entwicklungen gegeben und das Anwendungspotential der erarbeiteten atomoptischen Methoden diskutiert (Kap.7).

2. Atome im AC-Stark-Potential eines TEM₀₁*-Laserfeldes

Wird ein Atom auf engstem Raum eingeschlossen, offenbart sich die quantenmechanische Natur der externen Bewegung der Schwerpunktswellenfunktion. Durch den simultanen Einschluß vieler Teilchen treten zusätzlich quantenstatistische Effekte auf. Die Anfänge dieser Untersuchungen gehen auf Experimente von W. Paul zum Speichern von elektrisch geladenen Teilchen zurück [40]. Obwohl die Potentialgradienten der Ionenfallen die der Dipolkraftfallen um ein Vielfaches übertreffen, kommen für quantenstatistische Untersuchungen nur magnetische Fallen und Dipolfallen in Betracht, da hohe Dichten und tiefe Temperaturen in Ionenfallen aufgrund der Teilchenladung nicht erreicht werden können.

Ein wesentlicher Unterschied der AC-Stark-Potentiale zu den Ionenfallen besteht darin, daß Atome in verschiedenen magnetischen Unterzuständen mit unterschiedlicher Stärke an das Lichtfeld ankoppeln und somit verschieden starke Potentiale erfahren. Insbesondere haben angeregter Zustand und Grundzustand in Ionenfallen das gleiche Potential, wohingegen in AC-Stark-Potentiale (im folgenden: Dipolpotentiale) der angeregte Zustand ein Potential gleichen Betrages aber unterschiedlichen Vorzeichens erfährt (s. Kap. 2.1.2).

Dipolfallen, die Atome in einem makroskopischen, klassischen Regime speichern, in dem die de Broglie Wellenlänge der Atome wesentlich kleiner als die Ausdehnung der Schwerpunktswellenfunktion ist, wurden bereits in den 80'er Jahren realisiert [41-44]. Im Gegensatz dazu werden die Atome in optischen Gittern [45][46] in einem mikroskopischen Regime gespeichert. Hier hat die de Broglie-Wellenlänge die Größenordnung der Ausdehnung der Wellenfunktion. Die Potentialtöpfe in den Gittern können durch Modulation der magnetischen Unterzustände aufgrund von Polarisationsgradienten im Laserfeld entstehen (s. Kap. 4) oder auf einem Intensitätsgradienten in einer optischen Stehwelle beruhen. In typischen experimentellen Realisierungen von optischen Gittern existieren in den mikroskopischen Potentialtöpfen für jeden Freiheitsgrad 3-20 Vibrationsniveaus [45,46].

In dieser Arbeit wurden harmonische Dipol-Potentiale durch TEM₀₁*-Laserfelder realisiert, deren Intensitätsprofile $I_{TEM_{01}^*}(r)$ in paraxialer Näherung einen parabelförmigen Verlauf haben (s. Abb. 2.1):

$$I_{TEM_{01}^*}(r) \sim r^2 e^{\frac{-2r^2}{w^2}} = r^2 \left(1 - \frac{2r^2}{w^2} + \dots \right) \quad r \ll w \quad r^2 \quad (2.1)$$

In (2.1) bezeichnet r den Strahlradius und w die Strahltaile eines TEM₀₁*-Laserstrahls.

In diesen auch als mesoskopisch bezeichneten Dipolpotentialen existieren, für die im Rahmen dieser Arbeit gewählten experimentellen Parameter (s. Kap. 5) mehrere tausend Moden für jeden Freiheitsgrad. Die de Broglie-Wellenlänge der Atome in hohen Quantenzahlen ist wesentlich kleiner als die Ausdehnung der Wellenfunktion. Dies entspricht einem makroskopischen, klassischen Regime. Ein wesentlicher Vorteil harmonischer Potentiale sind die äquidistanten Vibrationsniveaus, die eine spektroskopische Untersuchung der Besetzungsverteilungen wesentlich erleichtert und insbesondere für die Realisierung von Kühlschemata wie z.B. für das Seitenbandkühlen [47] Voraussetzung sind. Unter der Annahme, daß dem Atom ein bestimmter magnetischer Unterzustand zugeordnet werden kann, gilt für die Vibrationsfrequenz ω_{vib} im TEM_{01}^* -Potential:

$$\omega_{\text{vib}} = \sqrt{\frac{\hbar\Gamma^2}{m\pi I_{\text{SAT}}}} \sqrt{\frac{P}{\Delta} \frac{cg^2}{w(z)^2}} \quad \text{mit} \quad w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.2)$$

Hierin bezeichnet Γ die natürliche Linienbreite, m die Masse, I_{Sat} die Sättigungsintensität, P die Laserleistung, $\Delta = \omega_L - \omega_0$ die Laserverstimmung, cg den Clebsch-Gordan Koeffizienten der Ankopplung ans Lichtfeld und z_R die Rayleighlänge. In einem fokussierten TEM_{01}^* -Laserstrahl steigt die Vibrationsfrequenz mit abnehmendem Abstand z zum Fokus an.

Die Fokussierung neutraler Atome in einem TEM_{01}^* -Dipolpotential, und die zur Präparation des ultrakalten Atomstrahls eingesetzte Laserkühlung beruhen auf der Wechselwirkung der Atome mit dem elektromagnetischen Strahlungsfeld. Die physikalischen Grundlagen dieser Wechselwirkung unter Berücksichtigung der besonderen Eigenschaften eines TEM_{01}^* -Laserfeldes ist neben einem Vergleich der spontanen Streuraten im

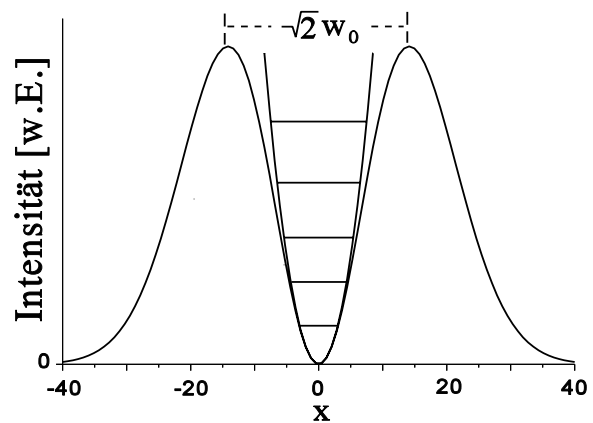


Abb. 2.1 Intensitätsverlauf des TEM_{01}^* -Modus. Der Intensitätsverlauf und damit das Potential sind im paraxialen Bereich in guter Näherung harmonisch. Für $r < 0.3 \cdot w$ (w : Strahlradius) beträgt die Abweichung von $I \sim r^2$ weniger als 10%.

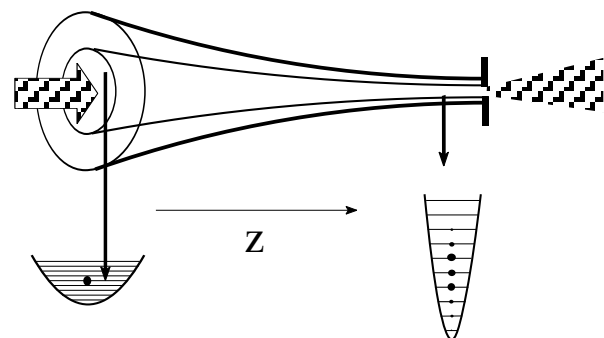


Abb. 2.2 Fokussieren im TEM_{01}^* -Potential.

TEM₀₁* und TEM₀₀-Mode Inhalt dieses Kapitels. Weiterhin werden die Dynamik der Bewegung in einem TEM₀₁*-Laserstrahl und die sich daraus ergebenden Orts- und Geschwindigkeitsverteilungen im Hinblick auf die in Kapitel 5 dargestellten Ergebnisse zur Fokussierung untersucht.

2.1 Wechselwirkung neutraler Atome mit Laserfeldern

Die mechanischen Effekte des Lichtes auf Atome beruhen auf dem Austausch von Photonenimpulsen zwischen Atom und Strahlungsfeld einerseits und Atom und Vakuumfeld andererseits. Ein atomares Ensemble in Wechselwirkung mit einem Laserfeld ist aufgrund der stochastischen Ereignisse der spontanen Emission einer statistischen Entwicklung unterworfen. Daher ist es üblich, zur mathematischen Beschreibung eine Dichtematrix in der Basis der inneren und äußeren Zustände zu verwenden. Da der Vakuumteil des elektromagnetischen Feldes im Bereich optischer Frequenzen aus vielen Moden besteht, wird sein statistischer Einfluß in sehr guter Näherung durch einen nichthermiteschen Anteil $L(\rho)$ des Liouvilleoperators berücksichtigt [48]. Somit ergibt sich als Ausgangspunkt für die meisten Berechnungen im Bereich der Laserkühlung und Atomoptik die sogenannte verallgemeinerte Blochgleichung im Dichtematrixformalismus [49]:

$$\frac{d}{dt} \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{L}(\hat{\rho}) \quad (2.3)$$

Ihre Ableitung wird in [50] unter den folgenden Näherungen ausgeführt:

- Die Verstimmung Δ der Laserfrequenz ist klein gegen die optische Übergangsfrequenz. Es wird nur ein atomarer Übergang betrachtet.
- Das Laserfeld wird als klassische Welle beschrieben und daher wird keine Rückwirkung der Wechselwirkung auf das Laserfeld berücksichtigt (semiklassische Näherung).
- Die betrachteten Ensembles neutraler Atome sind optisch dünn, d.h. die Wechselwirkung zwischen den Atomen durch van der Waals-Kräfte oder durch Reabsorption gestreuter Photonen wird vernachlässigt.

Insbesondere die letzte Näherung muß im Rahmen der physikalischen Ziele, die auch in dieser Arbeit verfolgt werden, kritisch betrachtet werden.

2.1.1 Der Wechselwirkungsoperator Atom-Lichtfeld

Der Hamiltonoperator des Atoms besteht aus den Anteilen für die kinetische Energie \hat{H}_{kin} des Atoms, den inneren Energiezuständen des Atoms \hat{H}_{atom} dem Wechselwirkungsoperator Atom-

Strahlungsfeld \hat{H}_{ww} und dem Wechselwirkungsoperator mit dem Magnetfeld \hat{H}_B . Als Basis für die inneren Zustände des Atoms dienen die Drehimpulseigenzustände ($|J_g, m_g\rangle$) für den Grundzustand und $|J_a, m_a\rangle$ für den angeregten Zustand. Die äußeren Freiheitsgrade können in der Impulsbasis beschrieben werden:

$$\hat{H} = \hat{H}_{kin} + \hat{H}_{atom} + \hat{H}_{ww} + \hat{H}_B = \frac{p^2}{2m} + P_a \hat{\mu} \Delta - \hat{\mu} \vec{E}(\vec{r}, t) + \mu_B g_J B_z(\vec{r}) \hat{J}_z \quad (2.4)$$

Hierin bezeichnet P_a den Projektor auf die angeregten Zustände, $\hat{\mu}$ das elektrische Dipolmoment, J_z den Drehimpulsoperator und g_J den Landéschen g-Faktor. In der Dipolnäherung koppelt das elektrische Feld mit der Frequenz ω an die inneren atomaren Zustände durch den Operator $\hat{H}_{ww} = \hat{\mu} \vec{E}(\vec{r}, t)$. Wegen der gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz ω um viele Größenordnungen kleineren Laserstreuung Δ , kann der Hamiltonoperator des Systems in der Drehwellennäherung (a.d. Engl.: “Rotating Wave Approximation”, RWA) beschrieben werden. In der RWA ist der Wechselwirkungsoperator H_{ww} zeitunabhängig und enthält ausschließlich die energieerhaltenden Terme $\mu^+ E^+$. Hierbei ist μ^+ der atomare Aufsteigeoperator und E^+ die elektrische Feldkomponente positiver Frequenz:

$$\hat{H}_{ww}(\vec{r}) = \hat{\mu}^+ \vec{E}^+ + h.c. \quad (2.5)$$

Das Lichtfeld wird in semiklassischer Näherung durch die Amplitude $E_0(\vec{r})$ und den Polarisationsvektor $\vec{\epsilon}$ beschrieben:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{\epsilon} E_0(\vec{r}) [e^{i(\omega t + \phi(\vec{r}))} + e^{-i(\omega t + \phi(\vec{r}))}] \quad (2.6)$$

Eine Beschreibung der Ankopplung an das Lichtfeld erfolgt durch die Rabi-Frequenz $\Omega = \hat{\mu} \cdot \vec{E} / 2$. Wird vorausgesetzt, daß die innere Dynamik des Atoms schnell gegenüber der Änderung der äußeren Umgebung aufgrund der Schwerpunktsbewegung abläuft (adiabatische Näherung), so kann die Schwerpunktsbewegung von der inneren Dynamik separiert und durch den Einfluß zeitlich gemittelter Kräfte beschrieben werden [51]. Damit die geforderte Adiabaticität gegeben ist, muß im Ruhesystem des Atoms, das sich mit der Geschwindigkeit v bewegt, die Anstiegszeit der elektrischen Feldstärke $|\vec{E}| / (|\vec{E}(x)| \cdot v)$ (mit $|\vec{E}'| \equiv d|\vec{E}|/dx$) groß gegen die Periode der Rabirotation sein. Die Beschreibung der Schwerpunktsbewegung unter einer zeitlich gemittelten Kraft geht von der Heisenberggleichung [52] für den Impulsoperator aus:

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \vec{p}] \quad (2.7)$$

Im stationären Fall ergibt sich für ein Zwei-Niveau-System aus dem Erwartungswert $\langle \hat{F}(\vec{r}) \rangle$ eine Gesamtkraft bestehend aus drei Anteilen :

$$\vec{F} = \vec{F}_{spontan} + \vec{F}_{Dipol} + \vec{F}_{magnetisch} \quad (2.8)$$

$$\vec{F}_{spontan}(\vec{r}) = \frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{S}{1+S+\frac{4\delta^2}{\Gamma^2}} \nabla\phi(\vec{r}) \quad (2.9)$$

$$\vec{F}_{Dipol}(\vec{r}) = \frac{\hbar\Delta}{2} \frac{1}{1+S(\vec{r})+\frac{4\delta^2}{\Gamma^2}} \nabla S(\vec{r}) \quad (2.10)$$

$$\vec{F}_{magnetisch}(\vec{r}) = -\bar{\mu}_g \vec{\nabla} \vec{B}(\vec{r}) - \bar{\mu}_a \vec{\nabla} \vec{B}(\vec{r}) \quad (2.11)$$

Dabei wurden die folgenden Beziehungen für die Rabifrequenz Ω_0 und Sättigung S verwendet:

$$\Omega_0^2 = \frac{1}{2} S \Gamma^2 \quad S = III_{Sat} \quad I_{Sat} = \frac{\pi \hbar c \Gamma}{3 \lambda^3} \quad (2.12)$$

$\phi(\mathbf{r})$ bezeichnet die lokale Phase des Laserfeldes, Γ die spontane Zerfallsrate und δ die effektive Verstimmung:

$$\delta = \omega_L - \omega_0 - \vec{k} \vec{v} - (m_{J_a} g_{J_a} - m_{J_g} g_{J_g}) \mu_B |\vec{B}| \quad (2.13)$$

Das magnetische Moment im Grundzustand wurde mit $\bar{\mu}_g$, das im angeregten Zustand mit $\bar{\mu}_a$ bezeichnet, wobei für $|\bar{\mu}_a|$ mit g_{J_a} als Landéschen g -Faktor des angeregten Zustands gilt:

$$|\bar{\mu}_a| = \frac{1}{2} \frac{S}{1+S+\frac{4\delta^2}{\Gamma^2}} \mu_B g_{J_a} \quad (2.14)$$

\mathbf{F}_{mag} bezeichnet die aus der Wechselwirkung des magnetischen Dipols mit dem Gradienten eines äußeren Magnetfeldes resultierende Kraft. Diese Kraft ist für Gradienten wie sie in magnetooptischen Melassen verwendet werden gegenüber der Spontankraft üblicherweise zu vernachlässigen.

\mathbf{F}_{spon} ist die sogenannte Spontankraft. Sie hat ihren Ursprung in der spontanen Streuung von Photonen und hat daher einen statistischen Einfluß auf die Wellenfunktion. Durch die stochastische Natur der spontanen Prozesse bewegt sich das Atom auf einem durch die Einzelprozesse gegebenen Zufallsweg. Der Strahlungsdruck zeigt in Richtung des Gradienten der Phase, d.h.

des Wellenvektors und hat ein Lorentz-förmiges Resonanzverhalten. Für unendliche große Intensitäten geht die Spontankraft in Sättigung über mit:

$$\vec{F}_{\max} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \quad \text{für } S \rightarrow \infty \quad (2.15)$$

Für den in dieser Arbeit verwendeten $J = 2 \rightarrow J = 3$ Übergang im metastabilen Neon bei $\lambda = 640 \text{ nm}$ beträgt die maximale Spontankraft: $F_{\max} = 2.7 \cdot 10^{-20} \text{ N}$. Aufgrund der kleinen Masse von $m = 3.36 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$ entspricht dies einer großen Beschleunigung von $a_{\max} = 8 \cdot 10^5 \text{ m/s}^2$. Auf der Spontankraft basieren die Standardmethoden der Laserkühlung wie Atomstrahlbremsung, optische Melassen und magnetooptische Melassen, die auch zur Präparation eines langsamen ultrakalten Atomstrahls in dieser Arbeit zum Einsatz kommen (s. Kap. 3.1). Die Fokussierung neutraler Atome basiert im wesentlichen auf der Dipolkraft \vec{F}_{Dipol} (2.10). Aufgrund ihrer besonderen Bedeutung für diese Arbeit, wird sie gesondert im nächsten Kapitel behandelt.

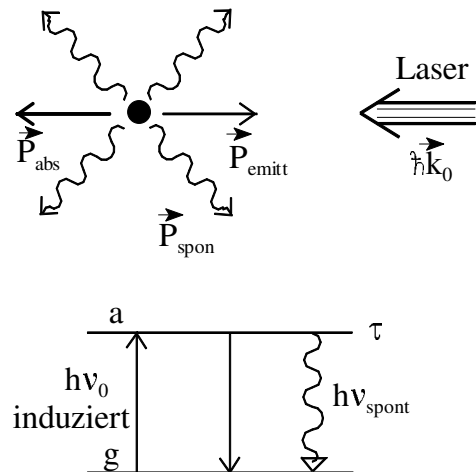


Abb. 2.3 Spontankraft: Die Impulsüberträge der spontanen Prozesse mitteln sich zu Null. Die Impulsüberträge der Absorptionen summieren sich.

2.1.2 Die Dipolkraft und das AC-Stark-Dipolpotential

Die Dipolkraft kann, wie in eleganter Weise in [53] gezeigt, auf die AC-Stark Verschiebung zurückgeführt werden, die die atomaren Niveaus in einem Laserfeld erfahren. Die folgende Darstellung der Dipolkraftpotentiale basiert auf dem in [53] entwickelten Formalismus der “bekleideten Atome” (engl.: “Dressed Atom-Modell”) für ein Zwei-Niveau System.

Das AC-Stark-Dipolpotential

Im Modell der “bekleideten Zustände” ermöglicht eine geschickte Wahl der Zustandsbasis eine quantitative Berechnung auch bei den im Bereich der Atomoptik üblichen hohen Lichtintensitäten, die eine Beschreibung des Einflusses des Lichtfeldes durch eine Störungsrechnung nicht mehr erlaubt. Das Modell der “bekleideten Atome” ist gültig, solange die Laserverstimmung deutlich kleiner als die Laserfrequenz und die atomare Übergangsfrequenz ist. Die gewählte Zustandsbasis besteht aus einem Produkt von innerem Zustand und Photonenzahl im Laserfeld, wodurch die Quantisierung des Strahlungsfeldes berücksichtigt wird. Der Grundzustand $|g\rangle$ mit $n+1$ Photonen im Laserfeld wird mit $|g, n+1\rangle$, der angeregte Zustand $|a\rangle$, mit einem vom

Atom absorbierten Photon weniger im Laserfeld, wird mit $|a, n\rangle$ bezeichnet. Die Eigenzustände können durch eine Mannigfaltigkeit aus Zwei-Niveau-Systemen beschrieben werden, die sich jeweils um die Energie eines Laserphotons $\hbar\omega_L$ voneinander unterscheiden. Durch die Kopplung von Atom und Laserfeld bilden sich für jedes Zwei-Niveau-System der Mannigfaltigkeit zwei neue Eigenzustände $|1, n, \mathbf{r}\rangle$, $|2, n, \mathbf{r}\rangle$, die sowohl Anteile des Grundzustandes als auch des angeregten Zustandes enthalten:

$$|1, n, \vec{r}\rangle = e^{\frac{i\phi(\vec{r})}{2}} \cos[\Theta(\vec{r})] |a, n\rangle + e^{-\frac{i\phi(\vec{r})}{2}} \sin[\Theta(\vec{r})] |g, n+1\rangle \quad (2.16)$$

$$|2, n, \vec{r}\rangle = -e^{\frac{i\phi(\vec{r})}{2}} \sin[\Theta(\vec{r})] |a, n\rangle + e^{-\frac{i\phi(\vec{r})}{2}} \cos[\Theta(\vec{r})] |g, n+1\rangle \quad (2.17)$$

$\phi(\mathbf{r})$ bezeichnet die Phase des Laserfeldes. Der Mischungswinkel des Grund- und angeregten Zustands zwischen den neuen Eigenzuständen ergibt sich zu:

$$\cos[2\Theta(\vec{r})] = -\frac{\Delta}{\Omega_{eff}(\vec{r})}, \quad \sin[2\Theta(\vec{r})] = -\frac{\Omega_0}{\Omega_{eff}(\vec{r})} \quad (2.18)$$

Die Energieverschiebungen ΔE (AC-Stark-Verschiebung) der beiden Eigenzustände gegenüber dem atomaren Zustand in Abwesenheit eines Laserfeldes betragen:

$$\begin{aligned} \Delta E_{1n} &= -\frac{\hbar\Delta}{2} + \frac{\hbar\Omega_{eff}(\vec{r})}{2} \xrightarrow{|\Delta| \gg \Omega_0} +\frac{1}{4} \frac{\Omega_0^2}{\Delta} \\ \Delta E_{2n} &= -\frac{\hbar\Delta}{2} - \frac{\hbar\Omega_{eff}(\vec{r})}{2} \xrightarrow{|\Delta| \gg \Omega_0} -\hbar\Delta - \frac{1}{4} \frac{\Omega_0^2}{\Delta} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Hierin bezeichnet Ω_{eff} , die effektive Rabifrequenz:

$$\Omega_{eff}(\vec{r}) = \sqrt{\Omega_0^2(\vec{r}) + \Delta^2} \quad (2.20)$$

mit $\Delta = \omega_L - \omega_0$. Wesentlich ist, daß sowohl die Energieverschiebungen als auch die Zusammensetzung der Eigenzustände ortsabhängig sind. Insbesondere geht aus (2.18) hervor, daß für $|\Delta| \gg \Omega_0$ für den Mischungswinkel $\Theta(\mathbf{r}) = 0$ gilt, d. h. die Zustände unter Berücksichtigung der Wechselwirkung mit dem Laserfeld gehen in die ungestörten Zustände ohne Kopplung über:

$$|1, n, \vec{r}\rangle \Rightarrow -e^{\frac{i\phi(\vec{r})}{2}} |a, n\rangle \quad \text{für } |\Delta| \gg \Omega_0 \quad (2.21)$$

$$|2, n, \vec{r}\rangle \Rightarrow e^{-\frac{i\phi(\vec{r})}{2}} |g, n+1\rangle \quad \text{für } |\Delta| \gg \Omega_0 \quad (2.22)$$

Diese Situation ist für das in dieser Arbeit verwendete TEM_{01}^* -Lichtfeld zur Fokussierung gegeben, daher wird im folgenden die Bezeichnung Grundzustand und angeregter Zustand für die Eigenzustände des Wechselwirkungsoperators Atom-Lichtfeld verwendet.

Für kleine Sättigungen $\Delta^2 \gg \Omega^2$ kann die Wurzel in (2.20) entwickelt werden, so daß für das AC-Stark Verschiebungspotential der beiden Eigenzustände gilt:

$$\Delta E_{1,n} = -\Delta E_{2,n} + \hbar\Delta = +\frac{\hbar\Omega^2}{4\Delta} \quad (2.23)$$

Für Laserverstimmungen $\Delta > 0$ ("blaue Verstimmung") ist das Potential positiv, für $\Delta < 0$ ("rote Verstimmung") ist das Potential negativ. Die Potentialverschiebungen der beiden Eigenzustände haben in der Basis der atomaren Energiezustände den gleichen Betrag jedoch unterschiedliche Vorzeichen (s. Abb. 2.4). Für den Fall eines Atoms mit $J \neq 0$ müssen die verschiedenen Zeemanunterzustände berücksichtigt werden. Ist z.B. TEM_{01}^* -Lichtfeld das

einzigste in einer gegebenen Anordnung, kann die Quantisierungsachse so gewählt werden, daß der Wechselwirkungsoperator in dieser Basis diagonal ist. In diesem Fall können für eine gegebene Polarisation des Lichtfeldes die gekoppelten Zeemanunterzustände der Grund- und angeregten Zustände als Zweiniveausysteme betrachtet werden. Befindet sich ein unpolarisiertes atomares Ensemble in einem Dipolkraftpotential, gibt es kein einheitliches Potential für alle Atome. Im Falle von metastabilen Neonatomen mit $J = 2$ können je nach Polarisation des Lichtfeldes bis zu fünf verschiedene Potentiale existieren. Aus (2.23) können bei Vorliegen eines bezüglich der Zeemanunterzustände diagonalen Wechselwirkungsoperators die Dipolpotentiale eines Atoms in einem TEM_{01}^* -Lichtfeldes für einen Zeemanunterzustand angegeben werden:

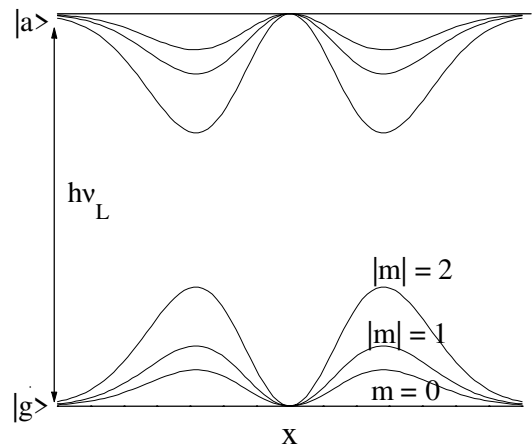


Abb. 2.4 AC-Stark-Potentiale im Grund- und angeregten Zustand für den $J = 2$ nach $J = 3$ Übergang im metastabilen Neon unter Einstrahlung eines π -polarisierten TEM_{01}^* -Lasers. Die Potentiale für $m = \pm 2$ und $m = \pm 1$ sind entartet. Der Gradient der Potentiale ist die Ursache der Dipolkraft.

$$V_{Pot}(x,y,z) = \frac{\hbar\Gamma^2 c g^2}{2\pi I_{SAT}} \frac{P}{\Delta w(z)^4} (x^2 + y^2) e^{-\frac{2(x^2 + y^2)}{w(z)^2}} \quad (2.24)$$

Hierbei bezeichnen Γ die natürliche Linienbreite, cg den Clebsch-Gordan Koeffizienten, P die

Leistung und $w(z)$ den sich entlang der Ausbreitungsrichtung z ändernden Strahlradius. Die Potentiale für ein π -polarisiertes Laserfeld auf einem $J = 2 \rightarrow J = 3$ Übergang sind in der Abb. 2.4 dargestellt. Für ein Mehrniveausystem ergeben sich die AC-Stark-Potentiale im allgemeinen als Diagonalelemente des Wechselwirkungsoperators Atom-Lichtfeld [54]:

$$\bar{\mu}\vec{E} = \sum_{q=\pm 1,0} \mu_q E_q = \sum_{q=\pm 1,0} \frac{\langle \|\mu\| \rangle}{\sqrt{2J_e+1}} |m_e\rangle \langle m_g| C_{m_a, m_g}^q E_q \quad (2.25)$$

Die E_q sind die Komponenten des elektrischen Feldes in einer sphärischen Drehimpulsbasis. Im Falle metastabiler Neonatome muß zur Berechnung der Potentiale, aufgrund der fünf magnetischen Grundzustände ($J_g = 2$) und der sieben angeregten Zuständen ($J_a = 3$), eine 12×12 Matrix diagonalisiert werden.

Die Dipolkraft

Aus der Heisenberg'schen Bewegungsgleichung (2.7) kann ein zeitgemittelter Kraftanteil separiert werden, der proportional zum Gradienten der effektiven Rabi-Frequenz ist. In der Notation des Modells der bekleideten Atome lautet diese Kraft:

$$\vec{F}_{Dip} = \frac{\hbar \nabla \Omega_{eff}}{2} (\Pi_2 - \Pi_1) - \hbar \Omega_{eff} \cdot \nabla \Theta \cdot (\rho_{12} + \rho_{21}) \quad (2.26)$$

Hierin bezeichnen Π_i und ρ_{ij} die Besetzungen und Kohärenzen der Dichtematrix ρ mit:

$$\Pi_{i=1,2}(\vec{r}) = \sum_n \langle i, n; \vec{r} | \rho | i, n; \vec{r} \rangle \quad (2.27)$$

$$\rho_{(i \neq j)=1,2}(\vec{r}) = \sum_n \langle i, n; \vec{r} | \rho | j, n; \vec{r} \rangle \quad (2.28)$$

Die Kraft (2.26) ist im allgemeinen auch im Fall zu vernachlässigender spontaner Prozesse nicht konservativ. Die Ursache dafür ist der Gradient des ortsabhängigen Mischungswinkels $\Theta(\mathbf{r})$, der zu nichtadiabatischen Kopplungen zwischen den Eigenzuständen $|1, n, r\rangle$ und $|2, n, r\rangle$ führen kann. Daher sind die Besetzungen $\Pi_{1,2}$ und damit auch die Kraft geschwindigkeitsabhängig. Für kleine Geschwindigkeiten, für die sich das Atom während der Lebensdauer $\tau = 1/\Gamma$ des angeregten Zustandes nur einen Bruchteil der Wellenlänge bewegt:

$$v \ll \lambda \cdot \Gamma \quad (2.29)$$

können die nichtadiabatischen Übergänge vernachlässigt werden. In diesem Fall kann die Dipolkraft als eine konservative Kraft betrachtet werden, und es ergibt sich für ein Zweiniveau-

System der in (2.10) angegebene zum Intensitätsgradienten proportionale Ausdruck. Die Richtung der Kraft hängt vom Vorzeichen der Laserverstimmung ab. Für Verstimmungen $\Delta < 0$ werden Atome ins Intensitätsmaximum für $\Delta > 0$ ins Intensitätsminimum eines Laserfeldes gezogen.

Bei der Fokussierung der Atome im TEM_{01}^* -Potential ist für die zur TEM_{01}^* -Achse transversale Geschwindigkeit die adiabatische Näherung (2.29) erfüllt. In longitudinaler Richtung bewegen sich die Atome entlang der Achse mit einer mittleren Geschwindigkeit von 28 m/s, für die die adiabatische Näherung (2.29) nicht mehr erfüllt ist. Die Auswertung eines in [53] gegebenen Ausdrucks zur Abschätzung der nichtadiabatischen Übergangswahrscheinlichkeit für einen fokussierten TEM_{01}^* -Laserstrahl zeigt, daß die nichtadiabatischen Übergänge, für den im Experiment gegebenen Fall $\Delta \gg \Omega_0$, auch für die Bewegung parallel zur TEM_{01}^* -Achse vernachlässigt werden können und die Dipolkraft in dieser Bewegungsrichtung gemäß (2.10) berechnet werden kann. Letztendlich ist die Ortsabhängigkeit des Mischungswinkels Θ die Ursache der nichtadiabatischen Übergänge. Für den Fall $\Delta \gg \Omega_0$ ist dieser jedoch in guter Näherung unabhängig vom Ort: $\Theta(r) = 0$ (s. 2.18).

Die Dipolkraft zeigt im Gegensatz zur Spontankraft keinen Sättigungseffekt, so daß die Kraft mit steigender Laserleistung und steigender Laserverstimmung stetig größer wird (s. Abb. 2.5) und den Wert der maximalen Spontankraft übertreffen kann. So erfährt z.B ein Neonatom auf dem $J = 2 \rightarrow J = 3$ Übergang ($\lambda = 649$ nm) in einem Gauß'schen Laserstrahl mit Strahlwaist $w = 10$ μm , Leistung $P = 1$ W, Laserverstimmung $\Delta = 2\pi \cdot 33$ GHz an einer Position $r = 7$ μm im Strahl mit $6.6 \cdot 10^{-19}$ N eine gegenüber der maximalen Spontankraft (2.15) um den Faktor 24 größere Kraft.

Durch die unterschiedliche Abhängigkeit der Streurate und der Dipolkraft von der Laserverstimmung ($\Gamma_{\text{Streu}} \sim 1/\Delta^2$ und $F_{\text{Dip}} \sim 1/\Delta$) werden große Kräfte bei weitgehender Unterdrückung spontaner Prozesse ermöglicht.

Diese Eigenschaft ermöglicht es, kohärenzerhaltende atomare Speichergeometrien hoher Potentialgradienten und vernachlässigbarer spontaner Streurrate zu realisieren. Da

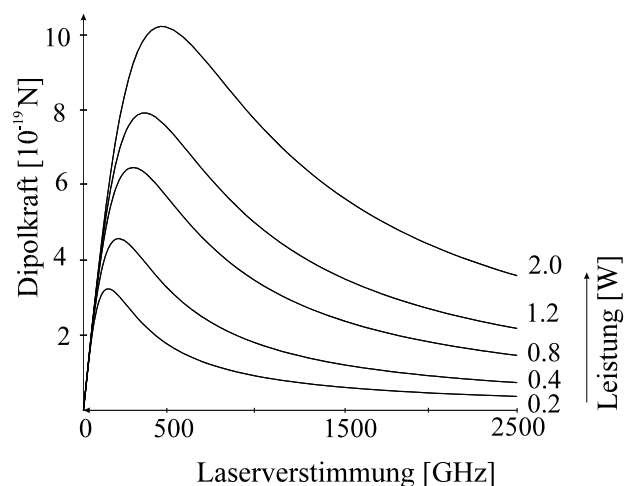


Abb. 2.5 Die Dipolkraft als Funktion der Laserverstimmung mit der Leistung als Parameter für den $J = 2$ nach $J = 3$ Übergang ($\lambda = 640$ nm) im metastabilen Neon. Berechnet wurde die Kraft auf ein Atom in einem gauß'schen Laserstrahl mit Strahlradius $w = 10$ μm am Ort $r = 7$ μm .

in einem blau verstimmten TEM_{01}^* -Laserfeld Atome, im Gegensatz zu einem rot verstimmten TEM_{00} -Laserstrahl, im Intensitätsminimum gespeichert werden können, ist dieses Lichtfeld wesentlich besser zum kohärenzerhaltenden Transport und zur Speicherung neutraler Atome geeignet.

2.1.3 Spontane Streurrate im TEM_{01}^* - und TEM_{00} - Mode

Quantenmechanisch berechnet sich die spontane Rate in einem zweidimensionalen harmonischen Dipolpotential für einen bestimmten Vibrationszustand $|\varphi_n\rangle$ zu:

$$\Gamma_{n_x, n_y}^{Streu} = \langle \varphi(x, y)_{n_x, n_y} | \Gamma^{Streu}(x, y) | \varphi(x, y)_{n_x, n_y} \rangle \quad (2.30)$$

Dabei bezeichnet $\Gamma^{scat}(x, y)$ die ortsabhängige Streurrate mit:

$$\Gamma^{Streu}(x, y) = \frac{1}{2} \Gamma S(x, y) \quad (2.31)$$

Die Auswertung des Ausdrucks (2.29) ergibt für die Streurrate in einem TEM_{01}^* -Laserfeld:

$$\Gamma_{TEM_{01}^*}^{Streu} = 2 \cdot \Gamma_0 \langle \varphi_{n_x} | x^2 | \varphi_{n_x} \rangle = 2\Gamma_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\hbar}{m\omega} \quad (2.32)$$

$$\text{mit } \Gamma_0 = \frac{1}{2} \frac{4P}{\pi w^4} \frac{\Gamma^2}{I_{Sat}} \frac{1}{1 + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2}} \quad (2.33)$$

In einer analogen Auswertung des Ausdrucks (2.30) ergibt sich für die Streurrate in einem TEM_{00} -Laserstrahl in einer paraxialen Näherung der folgende Ausdruck:

$$\begin{aligned} \Gamma_{TEM_{00}}^{Streu} &= 2 \cdot \Gamma_0 \langle \varphi_{n_x} | e^{-\frac{2x^2}{w^2}} | \varphi_{n_x} \rangle \\ &\approx 2\Gamma_0 \left[1 - \frac{2}{w^2} \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\hbar}{m\omega} \right] \end{aligned} \quad (2.34)$$

In der Abb. 2.6 sind die Streuraten im TEM_{01}^* -Mode und im TEM_{00} -Mode für gleiche Laserparameter gegen die Quantenzahl n aufgetragen. Betrachtet wird der $J = 2 \rightarrow J = 3$ Übergang ($\lambda = 640$ nm) im metastabilen Neon. Für beide Laserfelder wird eine Leistung $P = 0.4$ W, eine Verstimmung $\Delta = 100$ GHz und eine Strahltaile $w = 40$ μ m

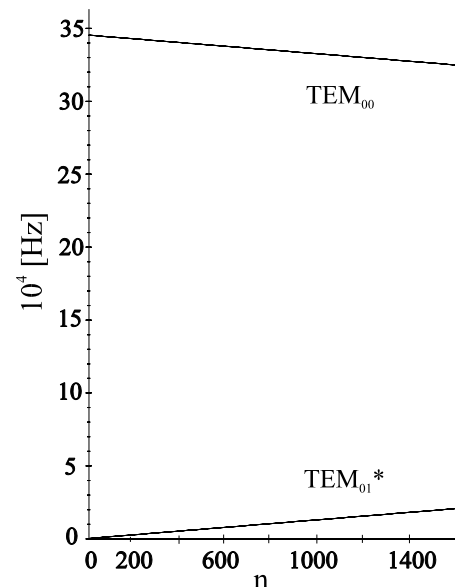


Abb. 2.6 Vergleich der spontanen Streurrate im TEM_{01}^* - und im TEM_{00} -Laserstrahl in Abhängigkeit von der Quantenzahl n ; $\omega_{vib} = 100$ kHz

angenommen. Die Streuraten des TEM_{01}^* -Mode sind wegen des Aufenthalts der Atome im Intensitätsminimum wesentlich geringer als beim TEM_{00} -Mode. Diese Eigenschaft des TEM_{01}^* -Potentials prädestiniert den TEM_{01}^* -Mode zur kohärenten Speicherung neutraler Atome. Wird das TEM_{01}^* -Potential auf einem offenen Übergang realisiert, führt die spontane Photonenstreuung zu einer Selektion niedriger Vibrationsmoden, die als *Modenfilterung* analog zu einem optischen Laserresonator verstanden werden kann. Ein metastabiles Neonatom, das auf einem offenen Übergang angeregt wird, zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit, die vom Verzweigungsverhältnis abhängt, in den absoluten Grundzustand 1S_0 und verläßt das Dipolkraftpotential. Aufgrund der mit der Quantenzahl n linear ansteigenden Streuraten, (s. Abb. 2.6) haben Atome im Grundzustand die höchste Überlebenschance.

2.2 Wechselwirkung neutraler Atome in Laguerre-Gaußmoden

Der TEM_{01}^* -Mode ist ein Beispiel eines Laguerre-Gauß-Lasermodes. Gegenüber dem TEM_{00} -Mode gibt es eine zusätzliche Lichtfeldphase, die Auswirkungen auf die Spontankraft hat. Aufgrund der radialsymmetrischen Modenprofile sind die Laguerre-Gaußmoden bei der Propagation durch optische Elemente besonders empfindlich auf Symmetriebrechungen.

2.2.1 Die Laguerre-Gauß Lasermoden

Laserresonatoren haben den Zweck durch Modenselektion elektromagnetische Strahlung in einem oder wenigen Moden zu konzentrieren.

Dabei sind gerade diejenigen Laserlichtfelder Eigenmoden des Resonators, die nach einem Umlauf unter Berücksichtigung der Beugungseffekte an den Spiegeln auf sich selbst abgebildet werden [55]. Unter Verwendung des Huygens'schen Beugungsintegrals ergeben sich aus dieser Bedingung die Gaus'schen sphärischen Wellen als Eigenmoden der Resonatoren [56]. Die bekannteste und in praktischen Anwendungen meist gewünschte Lösung ist der gauß'sche Grundmode TEM_{00} . Es existieren jedoch kom-

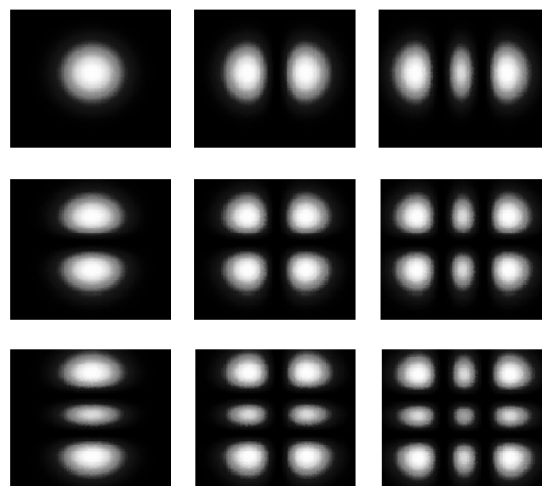


Abb. 2.7 Beispiele für Hermite-Gauß-Moden höherer Ordnung.

pliziertere Eigenmoden: die spiegelsymmetrischen Hermite-Gauß-Moden (HG_{mn}-Moden, s. Abb. 2.7) oder die rotationssymmetrischen Laguerre-Gauß-Moden (LG_{pl}-Moden, s. Abb. 2.8), die durch eine Basistransformation aus den Hermite-Gauß-Moden erzeugt werden können. Sowohl die HG-Moden als auch die LG-Moden bilden eine orthonormale Basis von paraxialen Lichtfeldern. Jeder LG-Mode kann durch eine Linearkombination von HG-Moden dargestellt werden und umgekehrt. Der Doughnut-Mode (TEM₀₁^{*}) kann zum Beispiel als eine Linearkombination eines TEM₀₁-Modes und TEM₁₀-Modes, deren Phase um 90° phasenverschoben sind, dargestellt werden. Allgemein können die Laguerre-Gauß Moden TEM_{p,l} mit Ausbreitungsrichtung z in Zylinderkoordinaten (r,φ,z) durch den folgenden Ausdruck beschrieben werden:

$$\vec{E}_{p,l}(r,\phi,z) = \vec{e} \cdot C_{p,l} \frac{1}{w(z)} \left(\frac{r\sqrt{2}}{w(z)} \right)^{|l|} \cdot L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{w^2(z)} \right) \cdot \exp \left(-\frac{r^2}{w^2(z)} \right) \cdot \exp \left(\frac{ikr^2}{R(z)} \right) \cdot \exp(il\phi) \cdot \exp[i(2p+|l|+1) \cdot \psi(z)] \quad (2.35)$$

Die in (2.35) verwendeten Größen haben die folgende Bedeutung:

$C_{p,l} = \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+ l)!}} (-1)^p$	Normierungskonstante
$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}$	Strahlradius
$z_R = \pi \frac{w_0^2}{\lambda}$	Rayleigh-Länge
$\psi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)$	Guoy-Phase
$R(z) = \frac{z^2 + z_R^2}{z}$	Krümmungsradius der Wellenfront
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$	Wellenzahl

$\vec{E}_{p,l}$ bezeichnet den elektrischen Feldvektor mit dem Polarisationsvektor \vec{e} . Die Polarisation kann unabhängig von den anderen Modeneigenschaften eingestellt werden. Die Rayleighlänge ist mit z_R bezeichnet, $w(z)$ gibt die Strahltaile an einer Stelle z entlang der Achse an, p ist die

radiale und l die azimutale Quantenzahl. Die L_p^l stellen die Legendre-Polynome dar. Die *Knotenquantenzahl* $p = 0..∞$ gibt die Zahl der radialen Knoten der Feldamplitude an. Die *Drehimpulsquantenzahl* $l = -∞..∞$ gibt die Helizität der Feldamplitude und das Anstiegsverhalten in der Nähe der Strahlachse mit $E \sim r^{|l|}$ an. Da ein Knoten im Symmetriezentrum nicht mitgezählt wird, existiert ein Mode aus $p+1$ konzentrischen Ringen von Amplitudenmaxima. Die Amplitude wechselt zwischen den Ringen ihr Vorzeichen. Ein Unterschied höherer LG-Moden zum TEM_{00} -Mode ist der Phasenterm $\exp(i l \phi)$. Bei einem azimutalen Umlauf variiert die Phase ϕ um $2l\pi$. Diese Eigenschaft definiert eine Phasensingularität (Phasendefekt) auf der Achse für $r = 0$ [57]. An dieser Stelle ist die Phase des Lichtfeldes nicht mehr definiert, so daß dort die Feldamplitude verschwinden muß¹. Aufgrund der azimutalen Phase verlaufen die Flächen gleicher Phase und der Poyntingvektor auf einer Helix.

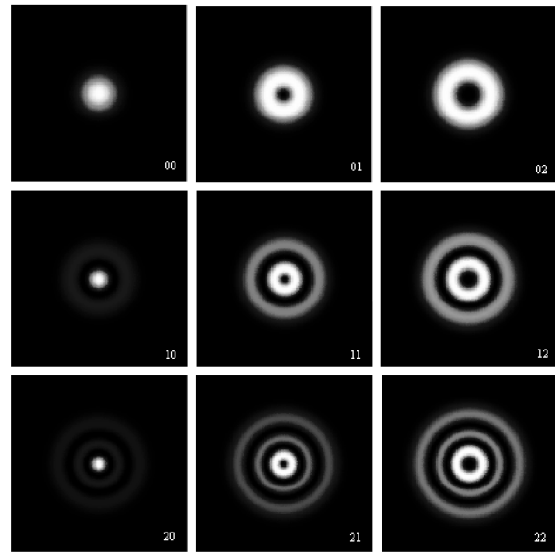


Abb. 2.8 Beispiele für Laguerre-Gauß-Moden höherer Ordnung.

2.2.2 Propagation der Laguerre-Gaußmoden

Wegen der Bedeutung für die experimentelle Handhabung in Kapitel fünf und sechs wird auf einige Besonderheiten im Propagationsverhalten der LG-Moden eingegangen, die im wesentlichen aus der Änderung der Guoy-Phase während der Propagation resultieren.

Die Guoy-Phase

G. Guoy entdeckte 1890 experimentell, daß ein Lichtstrahl, der durch einen Fokus läuft eine Phase von $\psi = \pi$ gegenüber einer ebenen Welle aufsammelt [58]. Der Effekt kann mit dem Huygens'schen Prinzip und der Beugungstheorie erklärt werden [59]. In [60] wird gezeigt, daß der Effekt der Guoy-Phasenverschiebung direkt von der Heisenbergschen Unschärferelation abgeleitet werden kann. Dabei führt die transversale Einschnürung des Volumens in der Laser-

¹ Laserfelder mit Singularitäten sind in den vergangenen Jahren zum Thema eigenständiger Forschungen auf dem Gebiet der spontanen Musterbildung geworden [61]. Es konnte gezeigt werden, daß es möglich ist Laserfelder mit mehreren Singularitäten in kristallähnlichen Strukturen zu erzeugen. Dabei können den Singularitäten Teilcheneigenschaften zugeordnet werden. So konnte eine Wechselwirkung der Wirbel in Laserfeldern untereinander beobachtet werden. Sogar spontane Wirbelpaarerzeugung und Wirbelvernichtungsvorgänge analog der Paarerzeugung bei Elementarteilchen konnten beobachtet werden [62].

strahltaile zu einer Vergrößerung des Photonenimpulses in transversaler Richtung Aufgrund von Impuls- und Energieerhaltung muß der Impuls in der Ausbreitungsrichtung abnehmen. Diese Änderung des Photonenimpulses in longitudinaler Richtung führt zu einer Verschiebung der Phase des Wellenfeldes. Höhere transversale LG-Moden sammeln wegen $\psi_{p,l}(z) = (2p + |l| + 1)\psi(z)$ eine größere Guoy-Phase auf als niedrigere.

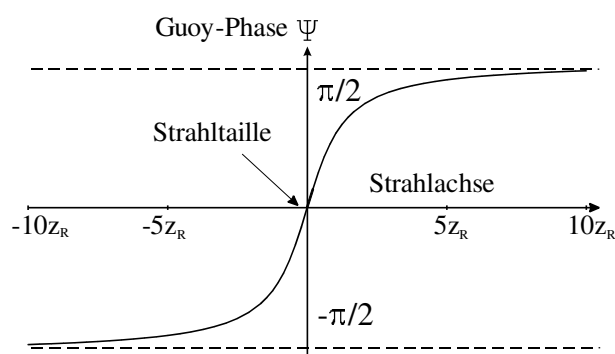


Abb. 2.9 Entwicklung der Guoy-Phase Ψ eines TEM_{01}^* -Lasermodes beim Durchlaufen einer Strahltaile.

Propagation durch optische Elemente

Optische Elemente zur Strahlführung und Präparation wie Linsen und Spiegel beruhen auf einer Modifikation des komplexen Krümmungsradius der Wellenfronten. Da der Krümmungsradius $\exp[-ikr^2/R(z)]$ unabhängig von den Quantenzahlen (p,l) ist, verhalten sich die LG-Moden bei der Propagation wie ein TEM_{00} Mode. Die Situation ändert sich beim Auftreten von Astigmatismus, wie er in realen experimentellen Anordnungen auftritt. Da LG-Moden als Superposition von Hermite-Gauß-Moden mit einer bestimmten Phasenlage zueinander definiert werden können, führt eine durch Astigmatismus verursachte Verschiebung der Strahltaillen der beiden transversalen Dimensionen oder elliptische Strahltaillen dazu, daß die im Laserfeld enthaltenen Hermite-Gauß-Moden unterschiedliche Guoy-Phasen aufsammeln. Dadurch ändert sich die relative Phasenlage der HG-Moden und Interferenzeffekte der HG-Moden können das TEM_{01}^* -Modenprofil verformen. Bei Untersuchungen des Modenprofils holographisch erzeugter TEM_{01}^* -Laserstrahlen wurden Interferenzeffekte beobachtet, die zu einem Anstieg der Intensität im zentralen Minimum führen. Durch Kompensation des Astigmatismus konnte das ursprüngliche Modenprofil wiederhergestellt werden (s. Kap. 3.4.5).

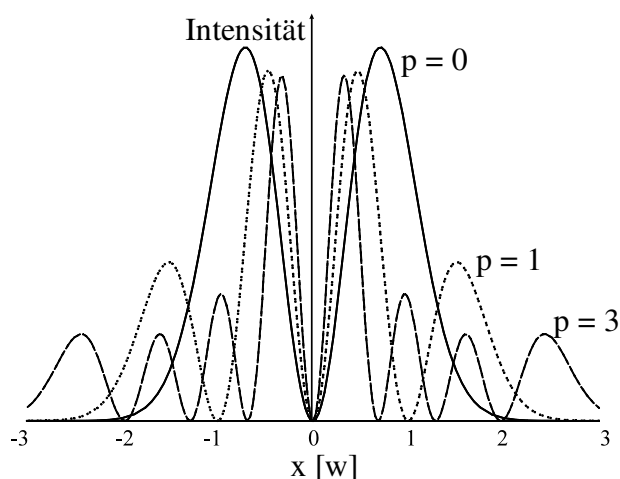


Abb. 2.10 Intensitätsprofil der $TEM_{p,1}$ -Moden, $l = 1$; x-Achse in Einheiten der Strahltaile w .

2.2.3 Kräfte auf Atome in Laguerre-Gauß'schen Laserfeldern

Eine weitere Besonderheit der LG-Moden ist der makroskopische Bahndrehimpuls, der im Laserlichtfeld enthalten ist. Atome erfahren in einem LG-Gauß-Mode durch die Spontankraft nicht nur einen Impulsübertrag in Ausbreitungsrichtung, sondern auch in azimuthaler Richtung. Am Ende dieses Abschnittes wird gezeigt, daß dieser Bahndrehimpulsübertrag auf Atome in den experimentellen Anwendungen dieser Arbeit zu vernachlässigen ist.

Der makroskopische Bahndrehimpuls des elektromagnetischen Feldes ist zu unterscheiden von der Helizität S der Photonen, die mit der Polarisation des Lichtfeldes assoziiert ist. Der Photonen-Drehimpuls konnte bereits 1936 von Beth durch den Nachweis des Drehimpulsübertrages von zirkularpolarisiertem Licht auf eine $\lambda/4$ -Platte nachgewiesen werden.

Das Konzept eines Bahndrehimpulses von elektromagnetischen Strahlungsfeldern wurde bereits in der klassischen Elektrodynamik benutzt. Hier wurde die Größe:

$$J = \int dr \vec{r} \times (\vec{D} \times \vec{B}). \quad (2.36)$$

als ein Pseudo-Drehimpuls des elektromagnetischen Feldes im Vakuum definiert. Diesem Drehimpuls wurde jedoch keine physikalische Bedeutung im Sinne eines meßbaren makroskopischen Drehimpulsübertrags auf Materie zugeschrieben. Vielmehr wurde dieser Drehimpuls mit der Multipolentwicklung elektromagnetischer Quellenpotentiale und der allgemeinen Lösung der Wellengleichung verknüpft. Die Einführung der Multipolstrahlung war zunächst eine mathematische Rechenmethode, die es erlaubte kugelsymmetrische Randwertprobleme und die elektromagnetische Strahlung lokalisierter Quellen zu untersuchen. In der Quantenmechanik wurde schließlich gezeigt, daß die Multipolstrahlung innere atomare Drehimpulszustände miteinander verknüpft.

Erst in jüngster Zeit wurde in [63] durch eine Herleitung aus den Maxwellgleichungen gezeigt, daß es mit den LG-Moden elektromagnetische Strahlungsfelder gibt, die einen makroskopischen Bahndrehimpulsübertrag auf Materie haben. Der Bahndrehimpuls der LG-Moden hat seinen Ursprung in der azimuthalen Phase und damit in der Helixstruktur des Poyntingvektors. Das Verhältnis von Bahndrehimpuls zu linearem Impuls des Strahlungsfeldes beträgt dabei:

$$\frac{|\vec{L}_z|}{|\vec{p}_z|} = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (2.37)$$

In der Zylinderkoordinatendarstellung der Impuls- und Drehimpulsoperatoren ist die Feld-

amplitude der LG-Moden als simultane Eigenfunktion zum Impuls- und Drehimpulsoperator zu erkennen. Somit haben die Photonen in einer quantenmechanischen Interpretation einen Bahndrehimpuls $L_z = l\hbar$ für lineare Polarisation und $L_z = (l \pm 1)\hbar$ für zirkulare Polarisation, der mit der transversalen räumlichen Verteilung des Strahlungsfeldes assoziiert wird². Ein absorbierendes Teilchen wird in einem solchen Strahl in eine Rotation versetzt, die den gleichen Umlaufsinn wie die Helizität des Modes hat. Dieser Effekt konnte bereits für Keramiktteilchen einer Größe von 1-2 μm direkt nachgewiesen werden [64]. In LG-Moden erfahren Atome azimutale Kraft [65][66] der Größe:

$$\langle F \rangle_{\text{azimut}} = \frac{l}{r} \hbar \Gamma \left(\frac{S}{1 + S + \left(\frac{\Delta}{\Gamma} \right)^2} \right) \quad (2.38)$$

Diese Kraft ist Ursache für ein Drehmoment und hat ihren Ursprung in einer azimutalen Komponente der resonanten Spontankraft. Das Drehmoment $\langle T \rangle = r \times F$ ist unabhängig vom Abstand r zum Strahlzentrum und ist verknüpft mit der azimutalen Komponente des Poyntingvektors. Konsistent dazu hat die Dopplerverschiebung einen azimutalen Anteil. Ein Atom, das sich transversal zur Ausbreitungsrichtung eines LG-Laserstrahls bewegt, sieht die Frequenz des Laserstrahls um den Betrag $\Delta_\phi = l \frac{v_\phi}{r}$ verschoben. Das Verhältnis der azimutalen Spontankraft zur axialen Spontankraft die in Richtung des Wellenvektors wirkt, beträgt [65][66]:

$$\frac{\langle F \rangle_{\text{azimut}}}{\langle F \rangle_{\text{axial}}} = \frac{l}{kr} \quad (2.39)$$

In einem resonanten TEM_{01}^* -Laserfeld erfährt ein Atom, das sich im Abstand $r = 1 \mu\text{m}$ von der Lichtfeldachse befindet, eine azimutale Spontankraft, die 10 % der Spontankraft in Strahlausbreitungsrichtung beträgt und ist in diesem Fall nicht zu vernachlässigen. Für die Berechnung wurde der $J = 2 \rightarrow J = 3$ Übergang im metastabilen Neon bei $\lambda = 640 \text{ nm}$ zugrunde gelegt. Die experimentellen Anwendungen der TEM_{01}^* -Laserfelder in dieser Arbeit basieren auf der Dipolkraft. Da für die Sättigungen im TEM_{01}^* -Laserfeld $S \ll 1$ gilt, sind sowohl die Spontankraft in Ausbreitungsrichtung als auch die azimutale Spontankraft zu vernachlässigen.

² Ein zirkular polarisierter Laserstrahl hat sowohl einen Bahndrehimpuls als auch einen Spin-Drehimpuls, so daß es zu Spin-Bahnkopplungseffekten kommen kann [67].

2.3 Dynamik der atomaren Schwerpunktsbewegung

im Potential eines fokussierten TEM_{01}^* -Laserstrahls

In den Experimenten zur Fokussierung und Kühlung neutraler Atome werden Orts- und Geschwindigkeitsverteilungen im Fokus des TEM_{01}^* -Laserstrahls gemessen. Für ein tieferes Verständnis der in Kapitel fünf und Kapitel sechs dargestellten Meßergebnisse wird die Dynamik der Bewegung in einem fokussierten TEM_{01}^* -Laserstrahl im Hinblick auf die Orts- und Geschwindigkeitsverteilungen untersucht.

Für die bei kleinen Sättigungen stattfindende Fokussierung im TEM_{01}^* -Dipolkraftpotential können spontane Prozesse vernachlässigt werden. Unter dieser Voraussetzung kann das System TEM_{01}^* -Laserstrahl/Atome als ein abgeschlossenes physikalisches System betrachtet werden. Im Gegensatz dazu stellt ein im Laborsystem ruhendes Atom mit zeitlich veränderlichem Potential kein abgeschlossenes System dar, weil durch die externen Potentialveränderungen von außen Energie zu- oder abgeführt wird.

Zum Fokussieren im TEM_{01}^* -Mode starten die Atome in einem Bereich schwacher Potentiale und kleiner Vibrationsfrequenzen (s. Abb. 2.11/2.12) und gelangen während der Propagation in Bereiche wesentlich stärkerer Potentiale und größerer Vibrationsfrequenzen. Die mittleren Quantenzahlen der Atome im TEM_{01}^* -Potential liegen für die experimentellen Bedingungen dieser Arbeit im Bereich von $n = 100..1000$, so daß die Bewegung der Schwerpunktsvel-

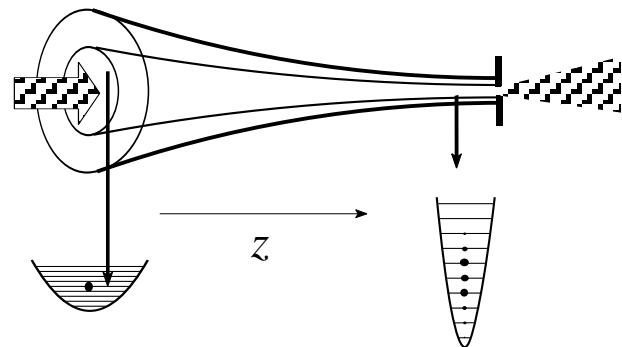


Abb. 2.11 Fokussieren im TEM_{01}^*
Die Vibrationsfrequenz der Atome steigt während der Propagation in Richtung des Fokus an.

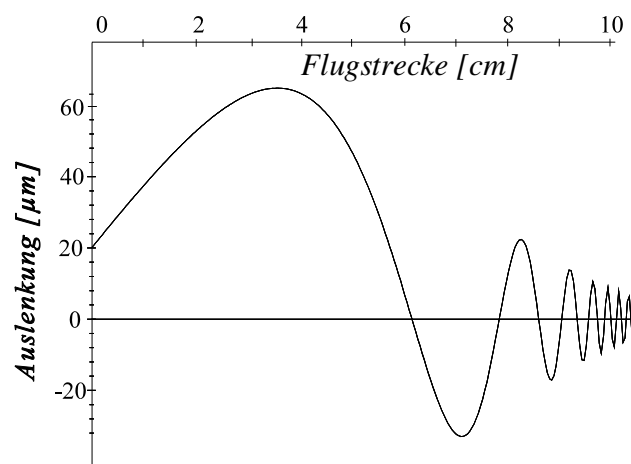


Abb. 2.12 Trajektorie im TEM_{01}^* -Potential für typische experimentelle Parameter: Leistung $P = 0.4$ W, Frequenzverstimmung $\Delta = 100$ GHz, Strahltaile $w = 40$ μm . Aufgetragen ist die Projektion der Auslenkung im Potential auf eine Ebene entlang der Propagationsrichtung z ; Startparameter: Achsenabstand: $x_0 = y_0 = 20$ μm ; Geschwindigkeit $v_{x0} = v_{y0} = 6$ cm/s.

lenfunktion durch die klassischen Bewegungsgleichungen beschrieben werden kann. Für typische im Experiment eingestellte Parameter (Laserleistung $P = 0.4 \text{ W}$, Laserverstimmung $\Delta = 2\pi \cdot 100 \text{ GHz}$, Strahltaille $w = 40 \mu\text{m}$, Strahlradius beim Eintritt $w = 536 \mu\text{m}$) beträgt die Vibrationsfrequenz beim Eintritt ins Potential $\omega = 2\pi \cdot 96 \text{ Hz}$ und wächst im Fokus auf $\omega = 2\pi \cdot 16.4 \text{ kHz}$ an. Die entlang der TEM_{01}^* -Achse propagierenden Atome, erfahren in ihrem Bezugssystem ein zeitlich anwachsendes Potential. Ob die Änderung des Potentials adiabatisch verläuft, wird im folgenden nach dem klassischen Adiabatentheorem entschieden.

2.3.1 Untersuchung der zeitlichen Entwicklung im Potential

In abgeschlossenen Systemen ist ein thermischer Gleichgewichtszustand als derjenige makroskopische Zustand definiert, der sich nach hinreichend langer Wartezeit von selbst einstellt, und dessen makroskopische Zustandsgrößen zeitlich konstant sind [68]. Die Frage was eine hinreichend lange Wartezeit in einem konkreten System ist, kann nach dem allgemeinen Adiabatentheorem [69] beantwortet werden.

Für die in dieser Arbeit verwendeten Ensembles metastabiler Neonatome werden jedoch keine thermischen Gleichgewichtszustände erreicht. Der dazu erforderliche, durch Stöße vermittelte Relaxationsprozeß kann wegen der beim Zusammenstoß zweier Atome ablaufenden Penningionisation, die zur Abregung in den absoluten Grundzustand führt (s. Kap 3.2), nicht stattfinden. Atomare Ensembles anderer Elemente wie z.B. der Alkalimetalle (Rb, Na) können thermische Gleichgewichtszustände durch Stoßprozesse erreichen. Da die Ergebnisse dieser Arbeit auf zukünftige Experimente mit anderen atomaren Elementen übertragen werden sollen, erfolgt hier eine exemplarische Untersuchung des Gültigkeitsbereiches der klassischen Adiabatenbedingung.

Die klassische Adiabatenbedingung

Eine adiabatische Änderung eines durch den Parameter λ charakterisierten Systems ist gegeben, wenn sich λ während einer Bewegungsperiode T des Systems nur wenig ändert, d.h.:

$$T \frac{d\lambda}{dt} \ll \lambda \quad (2.40)$$

Das System Atom/ TEM_{01}^* -Dipolpotential ist charakterisiert durch die Vibrationsfrequenz ω , die sich während der Bewegung im TEM_{01}^* -Laserstrahl verändert (s. 2.1). Die Bedingung für eine adiabatische Bewegung ergibt sich aus (2.40) zu:

$$\left| \frac{\dot{\omega}}{\omega^2} \right| \ll 1 \quad (2.41)$$

Unter der Annahme, daß dem Atom ein bestimmter Zeemanzustand zugeordnet werden kann ist die Bewegung adiabatisch, wenn gilt:

$$\frac{w_0^2}{\alpha} \frac{2v z}{z^2_R} \sqrt{\frac{\Delta}{P}} \ll 1 \quad (2.42)$$

$$\text{mit } \alpha = \sqrt{\frac{\hbar \Gamma^2}{m \pi I_{SAT}}} c g$$

Je stärker das Potential und damit die Vibrationsfrequenz ist und je langsamer die Atome sich durch das Potential bewegen, um so adiabatischer ist die Bewegung. Die Abb. 2.13 zeigt die Situation für typische im Experiment eingesetzte Parameter. Die Potentialstärke

wird durch die Laserverstimmung variiert. Weite Strecken der Bewegung erfolgen nichtadiabatisch. Ein klares adiabatisches Verhalten ist erst in der Nähe der Strahltille gegeben.

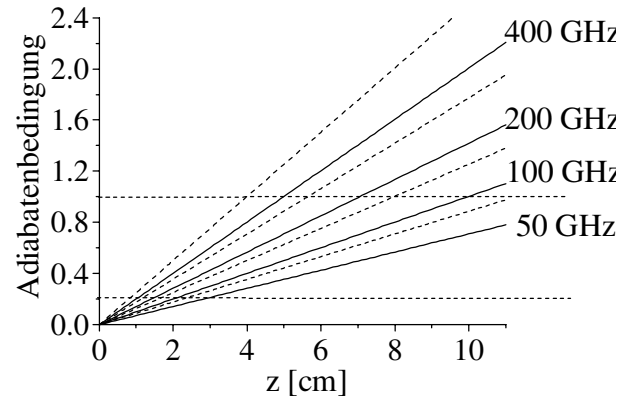


Abb. 2.13 Adiabatenbedingung entlang der Propagationsstrecke für konstante Laserleistung $P = 0.4 \text{ W}$; Strahltille $w = 40 \mu\text{m}$ am Ort $z = 0$; $c g^2 = 8/15$. Der Parameter ist die Laserverstimmung Δ . Die durchgezogenen Linien gelten für eine mittlere Strahlgeschwindigkeit von $v_{\text{long}} = 28 \text{ m/s}$, die gestrichelten gelten für $v_{\text{long}} = 35 \text{ m/s}$.

Nichtadiabatische Übergänge

Die quantenmechanische Zeitentwicklung des Systems wird durch die zeitabhängige Schrödingergleichung definiert.

$$\hat{H}(t) |\Psi(t)\rangle = -i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle \quad (2.43)$$

$$\text{mit } |\Psi(t)\rangle = \sum_n c_n(t) |n\rangle$$

In der quantenmechanischen Betrachtung können bewegungsinduzierte nichtadiabatische Übergänge zwischen den Oszillatorzuständen $|n\rangle$ stattfinden. Eine Lösung der zeitabhängigen Schrödingergleichung ergibt ein Differentialgleichungssystem für die zeitabhängigen Entwicklungskoeffizienten c_n . Daraus kann eine Bedingung dafür abgeleitet werden, wann nichtadiabatische Übergänge vernachlässigt werden können, und das System im quantenmechanischen Sinne adiabatisch ist [70]:

$$\left| \frac{n\dot{\omega}}{8\omega^2} \right| \ll 1 \quad (2.44)$$

Im quantenmechanischen Sinne ist eine adiabatische Entwicklung für ein Atom in einem bestimmten Niveau gegeben, wenn die Änderung des entsprechenden Energieeigenwertes während einer Oszillationsperiode klein gegenüber dem Modenabstand ist. Im Gegensatz zur oben erläuterten klassischen Adiabatenbedingung ist die quantenmechanische Bedingung abhängig von der Vibrationsquantenzahl n und damit energieabhängig. Je höher die Vibrationsquantenzahl eines Zustandes ist, um so größer ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß dieser Zustand durch nichtadiabatische Übergänge an andere Zustände ankoppelt.

Ein Atom im harmonischen TEM_{01}^* -Potential kann durch eine statistische Mischung der Fockzustände $|\varphi_n\rangle$ beschrieben werden. Für die in dieser Arbeit eingestellten Parameter ist die Bedingung (2.44) nur für die unteren zehn Vibrationszustände erfüllt, so daß sich während der Propagation die relativen Besetzungsverhältnisse der Fockzustände ändern.

2.3.2 Atomare Trajektorien im TEM_{01}^* -Potential

Ohne Einwirkung dissipativer Kräfte durch zusätzliche Laserfelder und unter Vernachlässigung der spontanen Emission ist die Energie der externen Bewegung des Atoms und das Phasenraumvolumen eines atomaren Ensembles während der Propagation im TEM_{01}^* -Potential eine Erhaltungsgröße. Die Energie der externen Bewegung des Atoms setzt sich aus der transversalen kinetischen Energie, der potentiellen Energie und der longitudinalen kinetischen Energie zusammen:

$$E_{kin}^{trans} + E_{Pot}^{trans} + E_{kin}^{long} = const \quad (2.45)$$

Während der Propagation im ansteigenden TEM_{01}^* -Potential wird Energie aus der longitudinalen kinetischen Energie sowohl in transversale kinetische als auch in potentielle Energie umgewandelt. Die Ursache hierzu ist die Kopplung der longitudinalen und transversalen Dimension durch den sich in Ausbreitungsrichtung ändernden Strahlradius. Die Bewegungsgleichungen können unter Verwendung der Dipolkraft (2.10) formuliert werden. In paraxialer Näherung sind die beiden transversalen Freiheitsgrade entkoppelt:

$$m\ddot{x} = -const \frac{d}{dx} \left(\frac{(x^2+y^2)}{w^4(z)} e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{w(z)^2}} \right) \quad \xrightarrow{r \ll w} \quad -const \frac{d}{dx} \left(\frac{x^2+y^2}{w(z)^4} \right) \quad (2.46)$$

$$m\ddot{y} = -const \frac{d}{dy} \left(\frac{(x^2+y^2)}{w(z)^4} e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{w(z)^2}} \right) \quad \xrightarrow{r \ll w} \quad -const \frac{d}{dy} \left(\frac{x^2+y^2}{w(z)^4} \right) \quad (2.47)$$

$$m\ddot{z} = - \text{const} \frac{d}{dz} \left(\frac{(x^2+y^2)}{w^4(z)} e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{w(z)^2}} \right) \quad \xrightarrow{r \ll w} \quad -\text{const} \frac{d}{dz} \left(\frac{x^2+y^2}{w(z)^4} \right) \quad (2.48)$$

$$\text{mit} \quad w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_r^2}}$$

Die Ausbreitung erfolgt in z-Richtung. Die Atome führen Oszillationen um die Achse in beiden transversalen Dimensionen aus. In einem idealen TEM_{01}^* -Potential sind die Oszillationsfrequenzen der beiden transversalen Freiheitsgrade zu jedem Zeitpunkt gleich groß und ändern sich während der Propagation um den gleichen Betrag. Die Bewegung verläuft in einer Ebene, die die Strahlachse enthält. Der Winkel dieser Ebene zu einer Achse senkrecht zur Strahlachse hängt von den Anfangsbedingungen ab. Der Nulldurchgang beider Oszillationen findet zur gleichen Zeit statt (Abb. 2.14a) Unter realen Bedingungen werden sich die beiden Oszillationsfrequenzen aufgrund von Inhomogenitäten im Modenprofil unterscheiden. In diesem Fall geraten die Oszillationen in den beiden Dimensionen außer Phase und die Trajektorien verlaufen projiziert auf eine Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, auf Bahnen ähnlich denen der Lissajous'schen Figuren (Abb. 2.14). In diesem Fall führen die Atome unregelmäßige spiralisierende Bewegungen um die Strahlachse aus. Die transversale Bewegung für Frequenzverhältnisse wie sie auch im Experiment auftreten können ist in der Abb. 2.14 b,c) gezeigt.

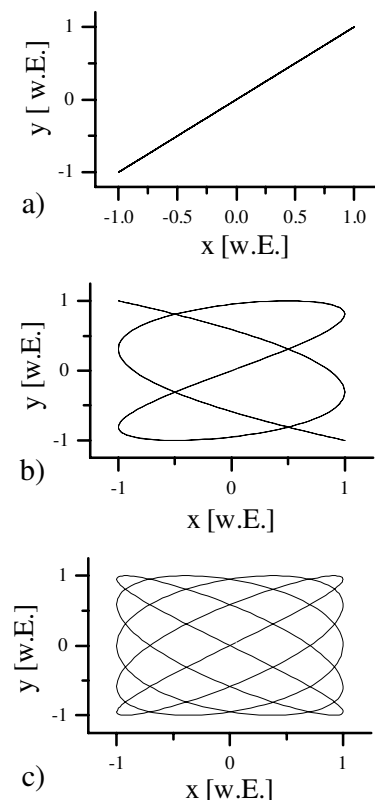


Abb. 2.14 Schematische Darstellung der transversalen Bewegung im TEM_{01}^* -Mode für verschiedene Verhältnisse der Vibrationsfrequenzen der beiden Dimensionen: a) $\omega_x = \omega_y$; b) $10\omega_x = 9\omega_y$; c) $10\omega_x = 8\omega_y$.

Numerische Berechnungen der Trajektorien

Zur Darstellung der Entwicklung der longitudinalen und transversalen Geschwindigkeit wurden die Bewegungsgleichungen (2.46-2.48) unter Berücksichtigung spontaner Prozesse für verschiedene Strahltaillen und longitudinale Geschwindigkeiten, unter Annahme eines π -polarisierten TEM_{01}^* -Laserstrahls, numerisch gelöst und typische Trajektorien in den Abb. 2.15-2.19 dar-

gestellt. Da für kleine Strahltaillen ($w < 20 \mu\text{m}$) die paraxiale Näherung zu erheblichen Abweichungen führt, sind die Bewegungsgleichungen ohne diese Näherung in die Simulation eingegangen. Die Abbildungen 2.15 und 2.16 zeigen die Zunahme einer Komponente der transversalen Geschwindigkeit: v_y und die Abnahme der longitudinalen Geschwindigkeit: v_{long} während der Propagation entlang einer Strecke von 10.5 cm für Parameter, wie sie in den in Kapitel fünf dargestellten experimentellen Untersuchungen gewählt wurden. Obwohl sich die longitudinale Geschwindigkeit nur um wenige Zentimeter pro Sekunde verringert³, steigt die transversale Geschwindigkeit für ein Atom auf dieser Trajektorie auf $v_y = 0.9 \text{ m/s}$. Die Ände-

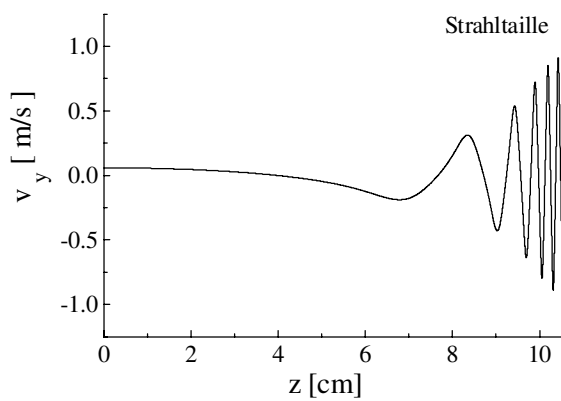


Abb. 2.15 Entwicklung der transversalen Geschwindigkeit v_y in einer Dimension für Startgeschwindigkeit $v_{\text{long}} = 28 \text{ m/s}$, $v_x = v_y = 6 \text{ cm/s}$, Abstand zur Strahlachse beim Start: $x_0 = y_0 = 20 \mu\text{m}$ Strahltaille $w = 40 \mu\text{m}$, Leistung $P = 0.4 \text{ W}$, Verstimmung $\Delta = 100 \text{ GHz}$.

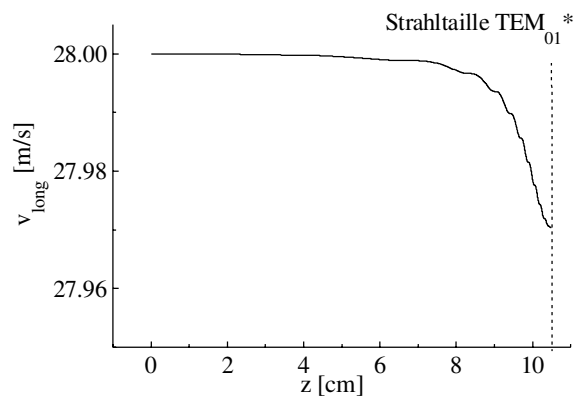


Abb. 2.16 Entwicklung der longitudinalen Geschwindigkeit im TEM_{01}^* -Potential entlang der Ausbreitungsrichtung z für Parameter wie in Abb. 2.15 angegeben.

rung der transversalen Geschwindigkeit, hängt vom Verhältnis der Strahlradien beim Eintritt, von der Strahltaille und von den Startparametern ab. Je weiter entfernt von der Achse ein Atom ins Potential einläuft, um so stärker erhöht sich seine transversale Geschwindigkeit. Bewegen sich die Atome in einem stärker fokussierten TEM_{01}^* -Mode, so ändert sich neben der transversalen auch die longitudinale Geschwindigkeit um einen erheblichen Betrag. In Abb. 2.17 und Abb. 2.18 ist die Situation für die Propagation in einem TEM_{01}^* - Laserstrahl mit einer Strahltaille von $w = 5 \mu\text{m}$ dargestellt. Aufgrund der kleinen Strahltaille findet der Eintritt ins Potential 15 mm von der Strahltaille entfernt statt, damit die Potentialstärke für den Einfang des Atoms ausreichend ist. Die transversale Geschwindigkeit nimmt erst auf den letzten 500 μm bis zur Strahltaille signifikant zu. Durch Wechsel des magnetischen Unterzustandes aufgrund spontaner Prozesse und der damit verbundenen wechselnden Beschleunigung, weicht die Trajektorie von

³ Zu beachten ist hier: $\frac{1}{2}m_{\text{Neon}}(28 \text{ m/s})^2 - \frac{1}{2}m_{\text{Neon}}(27.96 \text{ m/s})^2 > \frac{1}{2}m_{\text{Neon}}(0.04 \text{ m/s})^2$

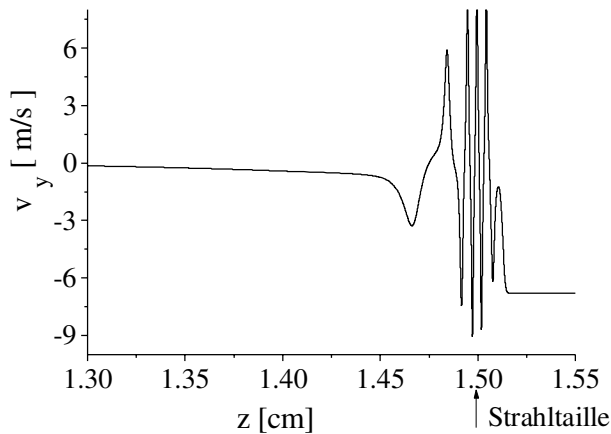


Abb. 2.17 Änderung der transversalen Geschwindigkeit bei der Propagation im TEM_{01}^* -Mode mit Strahltaile $w = 5 \mu\text{m}$. Startgeschwindigkeiten: $v_{\text{long}} = 28 \text{ m/s}$; transversal: $v_x = v_y = 6 \text{ cm/s}$. Startpunkt $x_0 = y_0 = 10 \mu\text{m}$ relativ zur Strahlachse. Laserparameter wie in Abb. 2.18

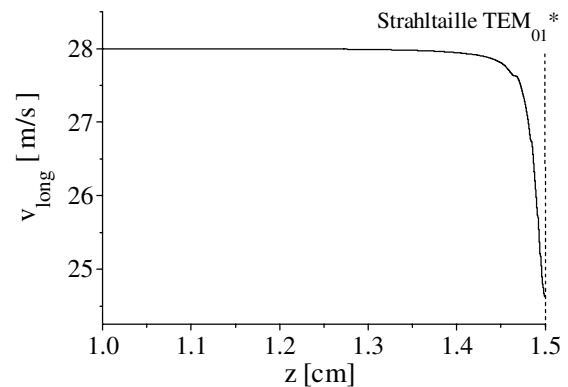


Abb. 2.18 Änderung der longitudinalen Geschwindigkeit während der Propagation im TEM_{01}^* -Potential mit Strahltaile $w = 5 \mu\text{m}$. Laserleistung $P = 0.4 \text{ W}$, Verstimmung $\Delta = 100 \text{ GHz}$. Startparameter wie in Abb. 2.17.

einer gleichmäßigen Oszillationsbewegung ab. Insgesamt streut ein Atom auf der dargestellten Trajektorie 12 Photonen. An der Position $z = 1.51 \text{ cm}$ wechselt das Atom in einen magnetischen Unterzustand, dessen Potentialhöhe nicht ausreicht, das Atom zu halten. Es verläßt daher das Potential aufgrund der aussetzenden Kraftwirkung mit konstanter transversaler Geschwindigkeit. Die Situation wird extremer, wenn Atome mit kleineren Longitudinalgeschwindigkeiten in Bereiche kleiner Strahlradien einlaufen. In der Abb. 2.19 ist die Entwicklung der transversalen Geschwindigkeit auf einer Trajektorie eines Atoms mit einer longitudinalen Geschwindigkeit von $v_{\text{long}} = 7 \text{ m/s}$, das sich in einem TEM_{01}^* -Laserstrahl mit Strahltaile $w = 5 \mu\text{m}$ bewegt, dargestellt. Die longitudinale kinetische

Energie wird bereits vor Erreichen der Strahltaile in transversale kinetische und in potentielle Energie umgewandelt, so daß das Atom wegen der Energieerhaltung seine Bewegungsrichtung umkehren muß und am Potential reflektiert wird. Dieses Verhalten ist besonders beim Einsatz von TEM_{01}^* -Laserpotentialen zum Fokussieren langsamerer Atome ($v_{\text{long}} < 2 \text{ m/s}$) zu beachten, wie sie beim freien Fall aus 3D-magneto-optischen Melassen entstehen. Damit

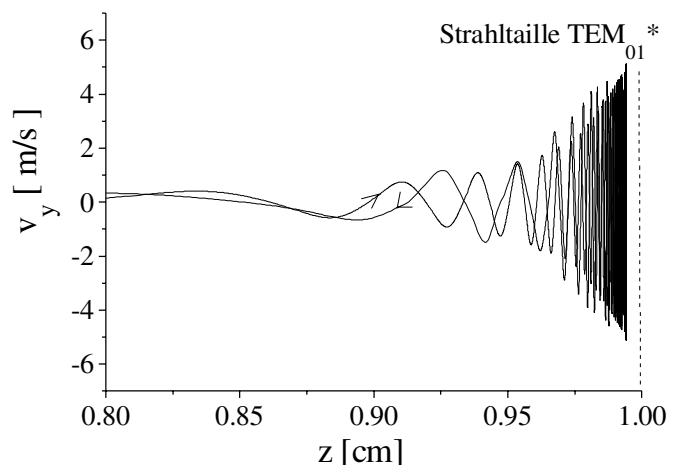


Abb. 2.19 Reflexion eines Atoms im TEM_{01}^* -Potential. Propagationsstrecke $l = 1 \text{ cm}$. Dargestellt ist die Entwicklung der transversalen Geschwindigkeit 2 mm vor der Strahltaile $w = 5 \mu\text{m}$, $v_{\text{long}} = 7 \text{ m/s}$; Laserparameter wie in Abb. 2.18; Startparameter: $x_0 = y_0 = 10 \mu\text{m}$, $v_x = v_y = 6 \text{ cm/s}$.

die Atome den Fokus des TEM_{01}^* -Laserfeldes erreichen können, darf das Potential bestimmte, von der mittleren Geschwindigkeit abhängige Werte, nicht überschreiten.

2.3.3 Das TEM_{01}^* -Potential als Linse für Atome

Für die bisher gewählten Laser - und Atomstrahlparameter oszillieren die Atome im Bereich des Fokus fünf - bis zehnmal um die Strahlachse. Es findet somit keine Abbildung einer gegebenen atomaren Quellverteilung statt. Eine Linsenwirkung des TEM_{01}^* -Modes für neutrale Atome mit Abbildungseigenschaften analog zur Strahlenoptik findet in einem Parameterbereich statt, in dem die Atome nur einen Achsennulldurchgang haben. Dazu sind um einen Faktor 10 höhere ($\Delta 300$ m/s) longitudinale atomare Geschwindigkeiten und stärkere Potentiale erforderlich. Dieses Regime wurde in dieser Arbeit nicht untersucht, da für die zur Kühlung im TEM_{01}^* -Dipolpotential notwendigen Wechselwirkungszeiten im Bereich einer halben Millisekunde langsame Atomstrahlen erforderlich sind.

Die Abb. 2.20 zeigt Trajektorien für Atome mit einer longitudinalen Geschwindigkeit von $v_{\text{long}} = 300$ m/s in einem TEM_{01}^* -Laserstrahl mit Strahltaille $w = 10$ μm für eine Propagationsstrecke von $l = 10$ mm. Der Nulldurchgang der Trajektorie hängt vom Achsenabstand beim Eintritt der Atome ins Potential ab. Die unterschiedlichen Orte der Nulldurchgänge kommen durch Abweichungen vom paraxialen Regime und können als sphärische Aberration interpretiert werden. Die sphärische Aberration nimmt mit dem

Atomstrahldurchmesser beim Potentialeintritt ab. Zu einer weiteren Verbreiterung des Fokusbereiches führt die longitudinale Geschwindigkeitsbreite im Atomstrahl, deren Einfluß als chromatische Aberration interpretiert werden kann. Des Weiteren sind Dipolkraftfluktuationen, spontane Prozesse und Beugung der de Broglie-Wellen zur Realisierung von Fokusbereich im Nanometerbereich zu berücksichtigen.

Die Abbildungseigenschaften sowie

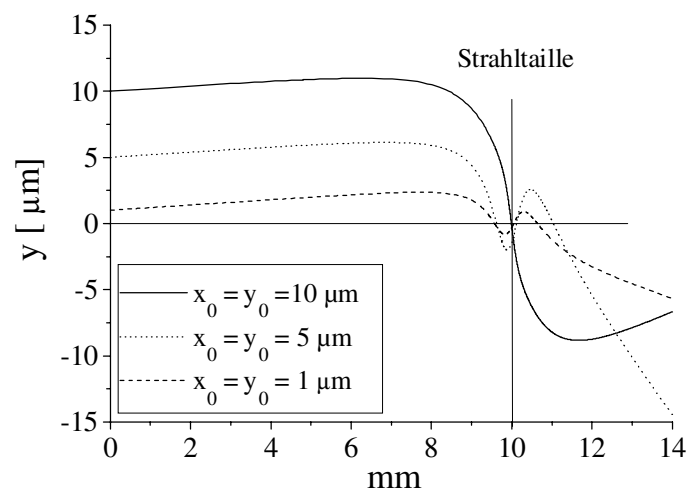


Abb. 2.20 Ortsraumtrajektorien für $v_{\text{long}} = 300$ m/s und verschiedene Startabstände von der Achse x_0, y_0 . Die transversale Startgeschwindigkeit beträgt für alle Trajektorien $v_x = v_y = 6$ cm/s. Aufgetragen ist der transversale Abstand zur Achse für eine Dimension. Strahltaille $w = 10$ μm ; Verstimmung $\Delta = 200$ GHz; Leistung $P = 3$ W

die erreichbaren Fokusbereiche und auftretenden Abbildungsfehler, bei der Propagation neutraler Atome in einem TEM_{01}^* -Laserstrahl, wurden in [71][72] theoretisch untersucht. Die berechneten Fokusbereiche liegen im Bereich von einem Nanometer. In diesen Berechnungen wurde eine Strahltaile von $w = 1 \mu\text{m}$, ein Atomstrahlradius beim Eintritt ins Potential von $r_0 = 100 \text{ nm}$, eine mittlere longitudinale Geschwindigkeit $v_{\text{long}} = 1000 \text{ m/s}$ und eine longitudinale Geschwindigkeitsbreite von: $\Delta v_{\text{long}} / v_{\text{long}} = 0.04$ vorausgesetzt. Die theoretisch erreichbaren Fokusbereiche im TEM_{01}^* -Potential sind wesentlich kleiner als die zur Zeit realisierbaren Auflösungen der Elektronenstrahlolithographie im Bereich von 50 nm. Die experimentelle Realisierung stellt jedoch hohe Anforderungen an die Brillanz der atomaren Quelle und die Qualität der Lichtfelder.

2.3.4 Orts- und Impulsverteilungen im Fokus des TEM_{01}^* -Mode

Um einen Vergleich der im Experiment beobachteten Abhängigkeiten gemessener Orts- und Geschwindigkeitsverteilungen von den Laserparametern mit theoretisch erwarteten Werten zu ermöglichen, wird eine Ableitung der Geschwindigkeitsverteilungen im Fokus angegeben.

In der experimentellen Realisierung der Fokussierung (s. Kap. 5.2.3) wurden im Fokus bis auf die Fälle sehr schwacher Potentiale in jeder transversalen Dimension gaußförmige Geschwindigkeitsverteilungen gemessen. Die Ortsverteilungen wurden nur in einer Dimension gemessen und in dieser ebenfalls als gaußförmig bestimmt. Wie in Kap. 2.3.1 erläutert, kann für metastabile Neonatome wegen des fehlenden Relaxationsprozesses kein thermisches Gleichgewicht, mit im Falle eines harmonischen Potentials normalverteilten Orts- und Geschwindigkeitsverteilungen, erreicht werden. Aufgrund der experimentellen Beobachtung kann jedoch davon ausgegangen werden, daß die Besetzungsverteilung im harmonischen TEM_{01}^* dem im thermischen Gleichgewicht sehr nahe kommt (s. auch Kap. 5.2.3). Daher wird im folgenden für die Orts- und Geschwindigkeitsverteilung der nur im thermischen Gleichgewicht exakt gültige Zusammenhang (2.53) angenommen.

Orts- und Impulsverteilung in einem harmonischen Oszillator mit thermischer Besetzung

Im thermischen Gleichgewicht wird ein atomares Ensemble im harmonischen Oszillator durch eine statistische Mischung der Oszillatorzustände $|\varphi_n\rangle$ mit der Boltzmanverteilung als statistisches Gewicht beschrieben. In [73] wird gezeigt, daß die Ortsverteilung eine Gaußfunktion ist:

$$\varrho(x) = \frac{1}{\sqrt{\frac{2\pi kT}{m\omega^2}}} e^{-\frac{m\omega^2 x^2}{2kT}} \quad \text{mit der Varianz} \quad \sigma_x^2 = \frac{kT}{m\omega^2} \quad (2.49)$$

Im klassischen Grenzfall für $kT \gg \hbar\omega$ ergibt sich für die Ortsraumverteilung:

$$\varrho(x) = \frac{1}{\xi\sqrt{\pi}} e^{-\frac{x^2}{\xi^2}} \quad \text{mit} \quad \xi = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega} \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2kT}\right)} \quad (2.50)$$

Insbesondere sind im thermischen Gleichgewicht auch die Impulse normalverteilt:

$$\varrho(p) = \frac{1}{m\omega\xi\sqrt{\pi}} e^{-\frac{p^2}{m^2\omega^2\xi^2}} \quad (2.51)$$

Nach dem Äquipartitionsgesetz entfällt auf jeden Freiheitsgrad der Bewegung die mittlere Energie $kT/2$, damit gilt für die Varianz der Geschwindigkeitsverteilung σ_v :

$$\frac{kT}{2} = \frac{m \sigma_v^2}{2} \quad (2.52)$$

Aus (2.49) und (2.52) ergibt sich im thermischen Gleichgewicht zwischen der Varianz σ_x der Ortsraumverteilung und der Varianz der Geschwindigkeitsverteilung σ_v der folgende Zusammenhang:

$$\sigma_x^2 = \frac{\sigma_v^2}{\omega^2} \quad (2.53)$$

Ableitung der Verteilungen im Fokus aus Erhaltungsgrößen

Ohne Einwirkung äußerer Felder und unter Vernachlässigung der spontanen Emission ist die Energie der Schwerpunktsbewegung und das Phasenraumvolumen während der Bewegung im TEM₀₁*-Potential erhalten. E_{anf} , N_p^a und E_{Ende} , N_p^e bezeichnen die Energie bzw. das Phasenraumvolumen beim Eintritt ins Potential bzw. im Fokus:

$$E_{anf} = E_{Ende} \quad (2.54)$$

$$N_p^a = N_p^e \quad (2.55)$$

Die Energie setzt sich aus der mittleren transversalen, der longitudinalen kinetischen Energie

und der potentiellen Energie zusammen:

$$E = \frac{1}{2}m(\sigma_{vx})^2 + \frac{1}{2}m(\sigma_{vy})^2 + \frac{1}{2}m\omega^2(\sigma_x^2) + \frac{1}{2}m\omega^2(\sigma_y^2) + \frac{1}{2}m(v_z)^2 \quad (2.56)$$

Hierin bezeichnen σ_{vx} , σ_{vy} die transversalen Geschwindigkeitsbreiten σ_x, σ_y die transversalen Ortsraumbreiten sowie v_z die mittlere longitudinale Geschwindigkeit. Das klassische Phasenraumvolumen N_p in einem Atomstrahl mit Fluß F und einer mittleren Geschwindigkeit v_z kann durch das Produkt aus der Ortsraumdicke $D = F / (\sigma_x \sigma_y v_z)$ und den transversalen Geschwindigkeitsbreiten charakterisiert werden:

$$N_p = \frac{F}{\sigma_x \sigma_y v_z} \cdot \sigma_{vx} \sigma_{vy} \sigma_{vz} \quad (2.57)$$

Hier wird die longitudinale Geschwindigkeitsbreite σ_{vz} in der Dichteberechnung vernachlässigt, da die qualitative Abhängigkeiten der Ortsraum- und Geschwindigkeitsverteilungen von den Startparametern und Strahlparametern im Vordergrund stehen. Der exakte Ausdruck für die Dichte im Fokus eines TEM_{01} -Laserstrahl wird in Kap. 5 (s. 5.2) angegeben. Insbesondere ändert sich die longitudinale Geschwindigkeit für die in dieser Arbeit gewählten Parameter nur im Promillebereich, daher wird im folgenden die Änderung der longitudinalen Geschwindigkeitsbreite vernachlässigt und $\sigma_{vz}^a = \sigma_{vz}^e$ gesetzt.

Aus (2.53-2.56) ergibt sich für die radiale Ortsverteilung im Fokus $(\sigma_r^e)^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2$:

$$(\sigma_r^e)^2 = \frac{1}{2} \left[\frac{2(\sigma_v^a)^2}{\omega_e^2} + \frac{\omega_a^2}{\omega_e^2} (\sigma_r^a)^2 - (v_z^a)^2 \left(\frac{1}{\omega_e^2} - \omega_e^2 \left(\frac{\sigma_x^a \sigma_y^a}{\sigma_{vx}^a \sigma_{vy}^a} \right)^2 \right) \right] \quad (2.58)$$

Für die in dieser Arbeit gegebenen Anfangsbedingungen kann der Term $[\sigma_x^a \sigma_y^a / (\sigma_{vx}^a \sigma_{vy}^a)]^2$ vernachlässigt werden. Unter Verwendung der Beziehung und (2.1) folgt aus (2.58) die Ortsverteilung im Fokus für ein TEM_{01} -Lichtfeld auf dem $J = 2 \rightarrow J = 3$ Übergang bei $\lambda = 640$ nm:

$$\sigma_r^e = \sqrt{\left[\frac{\Delta}{P} \left(\frac{(\sigma_v^a)^2 w_e^4}{512} \right) + \frac{(v_z^a)^2 w_e^4}{512} \right] + (\sigma_r^a)^2 \frac{w_e^4}{2w_a^4}} \quad (2.59)$$

Die Ausdehnung des atomaren Ensembles im Fokus hängt somit vom Verhältnis der Strahlröden w_a, w_e beim Eintritt der Atome ins Potential bzw. im Fokus des TEM_{01} -Laserfeldes ab. Sie nimmt mit zunehmender Potentialstärke $V_{\text{pot}} \sim P/\Delta$, d. h. mit steigender Laserleistung P und

sinkender Frequenzverstimmung Δ , ab. Insgesamt zeigt sich ein Verhalten der Form : $\sigma_r^e = (\Delta/P + \text{const})^{1/2}$. Unter Annahme des Zusammenhanges (2.53) kann aus (2.59) auch ein Ausdruck für die Breite der Geschwindigkeitsverteilung im Fokus $(\sigma_v^e)^2 = \sigma_{vx}^2 + \sigma_{vy}^2$ angegeben werden:

$$\sigma_v^e = \sqrt{\left(\frac{(\sigma_v^a)^2 w_e^2}{2} \right) + \frac{P}{\Delta} \left[\frac{(v_z^a)^2 w_e^2}{2} + 133(\sigma_r^a)^2 \frac{w_e^2}{w_a^2} \right]} \quad (2.60)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung im Fokus verhält sich wie : $\sigma_v^e = (P/\Delta + \text{const})^{1/2}$.

In Kapitel fünf werden die oben abgeleiteten Zusammenhänge mit den Abhängigkeiten verglichen, die bei der Fokussierung eines Atomstrahls in einem TEM₀₁*-Laserfeld gemessen wurden.

2.4 Kritische Betrachtung zur Kohärenz in TEM₀₁*- Dipolpotentialen

Der Begriff der Kohärenz soll hier differenziert werden in eine innere, interne Kohärenz eines Atoms, die als Interferenz der elektronischen Orbitale verstanden werden kann und der Interferenz der Schwerpunktwellenfunktion im de Broglie-Wellenbild. Die beiden Formen von Kohärenz werden durch unterschiedliche Messungen überprüft.

Innere Kohärenz

Ein quantenmechanischer Zustand eines Atoms ist definiert als eine kohärente Superposition der Eigenzustände eines quantenmechanischen Operators. Ein bestimmter Meßwert ergibt sich aus der Interferenz der verschiedenen Eigenzustände. Für zu vernachlässigende spontane Streuung ($\Gamma_{\text{Streu}} \approx 10^{-3}$ Hz) konnte die Erhaltung der inneren atomaren Kohärenz in einer 3D-Dipolfalle mit der Methode der getrennt oszillierenden Felder [74] bereits nachgewiesen werden [75]. In einem Dipolpotential erfährt ein Atom eine AC- und DC- Starkverschiebung, die eine zusätzliche Phasenverschiebung zwischen dem Grundzustandsanteil und dem Anteil der Wellenfunktion im angeregten Zustand verursacht. Aufgrund der unterschiedlichen atomaren Trajektorien erfahren verschiedene Atome verschiedene Starkverschiebungen, was mit zunehmender Zeit zum Auswaschen der Interferenzen führt. Die dadurch begrenzte Kohärenzzeit ist ein Maß für den Einfluß der Dipolfelder auf die atomaren Zustände. Die exakte Kenntnis dieses Einflusses ist für die Hochpräzisionsspektroskopie an in Dipolfallen gespeicherten Atome von Interesse.

Kohärenz der Schwerpunktswellenfunktion

Bei der angestrebten kohärenten Quelle neutraler Atome wird im Hinblick auf atominterferometrische und atomlithographische Anwendungen ein Kohärenzbegriff analog zum optischen Laser verwendet. In einer Phasenraumzelle (Vibrationsmode) eines Potentials interferieren die de Broglie Wellen der Schwerpunktswellenfunktion. Diese Interferenzfähigkeit makroskopisch besetzter Grundzustände wurde durch die Beobachtung der Interferenz zweier Bose-Einstein-Kondensate bereits nachgewiesen [76].

In den Experimenten dieser Arbeit sind im TEM_{01}^* -Potential mehrere hundert Vibrationsniveaus besetzt, daher kann die Propagation von Atomen in einem TEM_{01}^* -Potential mit der Propagation von Licht in einer Multimodefaser verglichen werden. In einer Multimodenlichtleitfaser bleibt die räumliche Kohärenz des Lichtes nicht erhalten, da verschiedene Trajektorien möglich sind und die Teilwellen unterschiedliche Phasenverschiebungen erfahren. Dieses Bild kann auf die Bewegung der Schwerpunktswellenfunktion im TEM_{01}^* -Potential übertragen werden. Die zeitliche Kohärenz nimmt sowohl in Multimodenfasern als auch in Einmodenfasern durch die Dispersion und die Dämpfung ab. Der Dispersion im optischen Medium entspricht bei der Propagation der Atome im TEM_{01}^* -Potential die Dispersion im optischen Potential aufgrund verschiedener atomarer Geschwindigkeiten. Die Dämpfung führt in Lichtleitfasern zu einer Verbreiterung des Frequenzspektrums und damit zu einem Kohärenzverlust. Einen ähnlichen Einfluß haben die spontanen Prozesse bei der Propagation im TEM_{01}^* -Potential: die durch sie verursachten Aufheizeffekte führen zur Verbreiterung der Geschwindigkeitsverteilungen und damit zu einer Abnahme der atomaren Kohärenz.

Die Bedingungen für einen kohärenten atomaren Transport sind somit nur erfüllt, wenn spontane Prozesse vernachlässigt werden können und wenn alle Atome in einer de Broglie-Wellen Mode geführt werden. Eine Möglichkeit die Besetzung nur einer Mode zu erreichen, ist die Anwendung von Kühlmechanismen, wie sie im fünften Kapitel dieser Arbeit untersucht werden.

3. Experimentelle Voraussetzungen

Langfristige Motivation für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente ist die Realisierung einer kontinuierlichen Quelle kohärenter Atome. Dazu ist ein brillianter langsamer Atomstrahl zum effizienten Laden eines Atomresonators eine wesentliche Voraussetzung. Dabei ist zum einen eine kleine transversale Geschwindigkeit im Bereich weniger Photonenrückstöße im Hinblick auf den Einfang der Atome in das Dipolpotential des TEM_{01} -Modes (auch: Doughnut-Mode) erforderlich. Zum anderen sollte die longitudinale Geschwindigkeit einige 10 m/s nicht überschreiten, da für die Anwendung eines Kühlmechanismus am Strahl eine ausreichend lange Wechselwirkungszeit⁴ erforderlich ist. Wesentlich für das Gelingen der nachfolgenden Experimente ist ein stabiler Dauerbetrieb mit hohem atomarem Fluß.

Eine weitere wichtige Voraussetzung zur Durchführung der Experimente ist die effiziente Erzeugung eines Doughnut-Mode Laserstrahls. Eine gute Modenqualität und Modenstabilität ist erforderlich, um zusätzliche Heizprozesse zu vermeiden. Verschiedene Verfahren zur Doughnut-Mode Erzeugung wurden untersucht. Sie werden im folgenden dargestellt und im Hinblick auf die experimentelle Handhabbarkeit werden Vor- und Nachteile gegeneinander abgewogen.

3.1 Standardmethoden der Laserkühlung neutraler Atome

In dieser Arbeit wurde zur Präparation eines brillianten Atomstrahls auf Standardmethoden der Laserkühlung zurückgegriffen, die im folgenden kurz skizziert werden. Ein ausführlicher Überblick wird in [77] gegeben.

3.1.1 Bremsen und Kühlen eines thermischen Atomstrahls

Ein resonanter Laserstrahl, der einem Atomstrahl entgegengerichtet eingestrahlt wird, bremst den Atomstrahl durch die Spontankraft (s. Kap. 2.1) ab. Da die Atome durch die sich ändernde Geschwindigkeit sehr schnell aus der Resonanz herauslaufen, kann eine Geschwindigkeitsreduktion nur in einer Größenordnung erfolgen, in der die Dopplerverschiebung der natürlichen Linienbreite entspricht. Soll die Abbremsung über einen größeren Geschwindigkeitsbereich

⁴ In Wechselwirkungszonen von 10-30 mm Länge können an einem Atomstrahl mit einer longitudinalen Geschwindigkeit im Bereich von einigen 10 m/s ausreichend lange Wechselwirkungszeiten von bis zu einer Millisekunde gewährleistet werden.

effizient erfolgen, z.B. um die Atome in Ruhe zu bringen, muß gewährleistet sein, daß die Laserfrequenz während des gesamten Abbremsvorganges in Resonanz mit den Atomen ist. Dies kann durch eine zeitliche Variation der Laserfrequenz [78] oder eine Variation der atomaren Übergangsfrequenz mittels magnetischer Felder entlang der Abbremsstrecke [79] erfolgen.

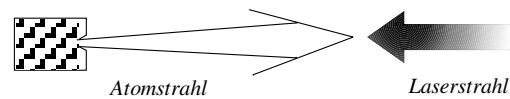


Abb. 3.1 Prinzip der Atomstrahlbremsung

3.1.2 Kühlen in einer optischen Melasse

Wird die in Abb. 3.1 dargestellte Anordnung um einen Laserstrahl erweitert, erhält man eine eindimensionale optische Melasse [80][81]. In Lichtfeldern mit gegen die atomare Resonanz negativ verstimmt Frequenzen (rotverstimmt) wirkt auf die Atome eine dissipative, geschwindigkeitsreduzierende Kraft. Die Atome absorbieren aufgrund der Dopplerverschiebung vorzugsweise Photonen aus dem ihrer Bewegungsrichtung entgegengerichteten Laserstrahl. Da die Atome sich wie in einem zähflüssigen Sirup bewegen, wird für diese Anordnung auch die Bezeichnung *optische Melasse* verwendet. Durch den stochastischen Charakter der Spontankraft gibt es eine Diffusion im Orts- und Impulsraum, die in einer optischen Melasse linear mit der Zeit wächst [82][83]. Unter Berücksichtigung von Heiz- und Kühlprozessen ergibt sich im Gleichgewicht für verschwindende Sättigung eine Grenztemperatur, die auch als Dopplerlimit [84-87] bezeichnet wird:

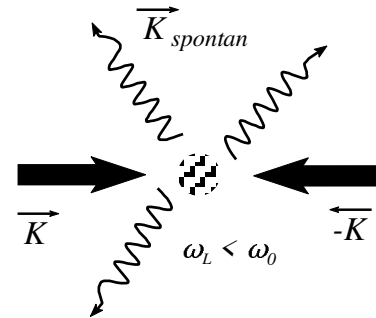


Abb. 3.2 Melassenprinzip: Die beiden gegenläufigen Laser sind rotverstimmt. Ursache für die Dissipation ist die selektive Absorption aus dem der Bewegung entgegengerichteten Laserstrahl aufgrund des Dopplereffektes.

$$k_B T_{\min} = \hbar \frac{\Gamma}{4} \frac{1 + 2N \cdot S + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma} \right)^2}{2 \frac{|\Delta|}{\Gamma}} \xrightarrow[\Delta = -\Gamma/2]{S \rightarrow 0} \frac{\hbar \Gamma}{2} \quad (3.1)$$

Das Dopplerlimit (3.1) gilt im Falle eines Zweiniveausystems. Es bezeichnen Δ die Laserverstimmung, Γ die natürliche Linienbreite, S die Sättigung und N die Anzahl der Dimensionen in denen gekühlt werden soll. Die erreichbare Grenztemperatur hängt von der Laserverstimmung ab (s. 3.1). Das Minimum wird für $\Delta = -\Gamma/2$ erreicht und beträgt für den $J = 2 \rightarrow J = 3$ Übergang

bei 640 nm im metastabilen Neon $T_{\min} = 196 \mu\text{K}$ entsprechend einer Geschwindigkeitsbreite von $\sigma = 28.8 \text{ cm/s} = 9.3 v_{\text{rec}}$. Das Dopplerlimit (3.1) ist im Grenzfall verschwindender Sättigung S unabhängig von der Dimensionalität [84] und gilt daher auch für die in dieser Arbeit zum Einsatz kommenden zweidimensionalen optischen Melassen.

3.1.3 Das magnetooptische Prinzip

Atome erfahren in einer optischen Melasse zwar eine geschwindigkeitsabhängige Kraft aber keine ortsabhängige Kraft. Dadurch laufen die Atome nach kurzer Zeit durch die Diffusionsbewegung aus dem Wirkungsbereich der Laserstrahlen hinaus. Wird der Melassenanordnung ein Quadrupolmagnetfeld überlagert, wird die Spontankraft aufgrund der Zeemanaufspaltung der magnetischen Unterzustände ortsabhängig. In einem linear ansteigenden Magnetfeld B mit $|B| = 0$ an der Stelle $x = 0$ ergibt sich der in Abb. 3.3 dargestellte Verlauf der magnetischen Unterzustände. Die Laserverstimmung und damit die Stärke der Spontankraft ändert sich mit dem Abstand zum Nullpunkt des Magnetfeldes. Für zwei rotverstimmte Laserstrahlen wirkt zusätzlich zur geschwindigkeitsabhängigen Kraft eine ortsabhängige Kraft, die die Atome auf das Zentrum mit $B = 0$ zurücktreibt. Im Magnetfeldnullpunkt verschwindet sowohl die ortsabhängige als auch die geschwindigkeitsabhängige Kraft. Unter Verwendung eines sphärischen Quadrupolfeldes und drei $\sigma^+ \sigma^-$ Laserstrahlpaaren konnten Raab et al. 1987 erstmalig Atome in drei Dimensionen einfangen und speichern [88].

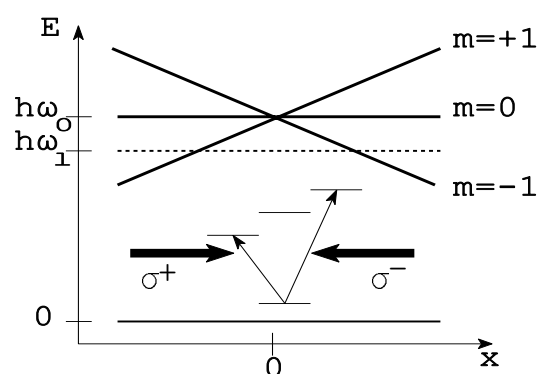


Abb. 3.3 Schematische Darstellung des Funktionsprinzips einer eindimensionalen magnetooptischen Melasse für einen $J = 0 \rightarrow J = 1$ Übergang. Die Polarisation der Laserstrahlen ist entgegengesetzt zirkular. Die Laserfrequenz ω_1 (gepunktet) ist rot verstimmt gegen die atomare Ruhfrequenz ω_0 . Durch die ortsabhängige Zeemanverschiebung ist die Photonenstreurate und damit die Kraft ortsabhängig. Die durchgezogenen Linien geben die Energie der Zeemannaiveaus an.

3.2 Metastabile Atome in atomoptischen Experimenten

Die in dieser Arbeit dargestellten Experimente wurden mit metastabilem ^{20}Ne durchgeführt. Neon ist in der Natur in drei Isotopen aufzufinden: ^{20}Ne : 90,92%, ^{21}Ne 0,26%, ^{22}Ne : 8,82%. Die geraden Isotope ^{20}Ne und ^{22}Ne haben im Gegensatz zu ^{21}Ne keinen Kernspin und keine Hyper-

feinstruktur, was die die Anwendung der Laserkühlung erleichtert, da ein sogenannter Rückpumpplaser, der Atome aus für den Kühllaser unzugänglichen in zugängliche Hyperfeinstruktur-niveaus zurückpumpt, nicht erforderlich ist. Im Ne^{20} existieren zwei metastabile Niveaus mit Drehimpuls $J = 0$ und $J = 2$. Die Lebensdauer des $3s$ $[3/2]_{J=2}$ Niveaus wurde sowohl theoretisch [89] als auch experimentell [90] zu etwa 22 s bestimmt. Das $3s'$ $[1/2]_{J=0}$ -Niveau hat nach theoretischen Abschätzungen [89] sogar eine Lebens-

dauer von 430 s. Die Lebensdauern sind für die meisten atomoptischen Anwendungen mehr als ausreichend. Im metastabilen Neon existiert ein zum Spontankraftkühlen und zum Polarisationsgradientenkühlen geeigneter geschlossener Übergang vom metastabilen Zustand ${}^2P_{J=2} \rightarrow {}^2P_{J=3}$ bei 640 nm mit einer natürlichen Linienbreite von $\Gamma = 52$ MHz [92] (s. Abb. 3.4). Zur Erzeugung hoher Leistungen bis in den Bereich von 1-2W stehen ausgereifte Farbstofflaserquellen zur Verfügung. Seit einigen Jahren sind auch Diodenlaser in diesem Bereich verfügbar.

Ein wesentlicher Vorteil metastabiler Edelgase ist die Nutzung der energetisch hochliegenden metastabilen Niveaus (Neon: 16,66eV über dem Grundzustand) für einen nichtoptischen, orts aufgelösten Nachweis hoher Effizienz, der unempfindlich gegen Streulicht ist. Treffen metastabile Edelgasatome auf eine Metalloberfläche, so werden unter Abregung des metastabilen Niveaus aus dem Leiter Elektronen freigesetzt [93][94], die nach einer Sekundärelektronenvervielfachung zu auswertbaren Signalen führen.

Insbesondere zeigte sich im Rahmen atomlithographischer Experimente mit metastabilen Edelgasen [95], daß sich sogenannte "Selfassembling Monolayers (SAM's)" von Alkanathiol-Molekülen, aufgetragen auf Goldschichten, durch geringe Dosen metastabiler Edelgase manipulieren lassen. Durch nachfolgendes Entwickeln und naßchemisches Ätzen können die Goldschichten strukturiert werden. Auf diese Weise konnten bereits Strukturen mit einer Auflösung unter 100 nm erzeugt werden. Bei der Lithographie mit Edelgasen entfallen, aufgrund ihrer

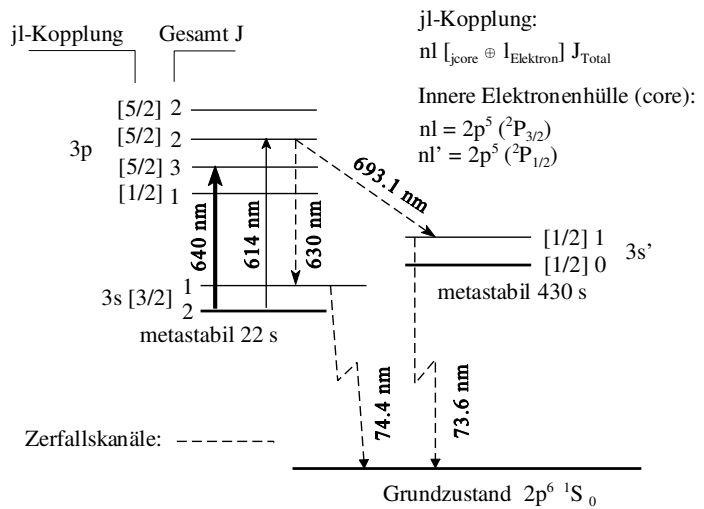
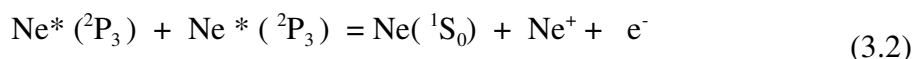


Abb. 3.4 Auszug aus dem Neon-Termschema. Der TEM_{01}^* -Laser zur Fokussierung und das Laserfeld zum Polarisationsgradientenkühlen werden auf dem geschlossenen 640 nm Übergang realisiert. Die Notation der Hüllenzustände erfolgt am sinnvollsten in der jI -Kopplung [91].

chemischen Inertheit, Probleme durch chemische Reaktionen mit Oberflächen, wie sie z.B. bei Alkalimetallen auftreten. Letzteres erleichtert auch die Realisierung guter Vakua.

Problematisch für die Realisierung hoher Dichten wie sie in quantenstatistischen Experimenten erforderlich sind, ist die Penningionisation, die bei Stößen zwischen metastabilen Edelgasen auftritt:



Stoßen zwei metastabile Neonatome zusammen, so werden die Stoßpartner in den Grundzustand abgeregt und wechselwirken nicht mehr mit den eingestrahlt Laserfeldern. Aufgrund einer Penningionisationsrate von $\beta = 5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [96][97], sind die Verluste für Dichten unter $\rho = 10^{10} \text{ Atome/cm}^3$ zu vernachlässigen.

Ähnlich wie bei Helium $^4\text{He}(2^3\text{S})$ [98] sollte sich die Penningionisation durch eine Spinpolarisation des atomaren Ensembles unterdrücken lassen. Theoretische Betrachtungen für Helium lassen eine Reduktion des Ionisationsquerschnitts um 5 Größenordnungen erwarten [99]. Für die Edelgase Neon, Argon, Krypton und Xenon ist die Situation nicht so eindeutig wie bei Helium, da keine reine Russel-Saunders-Kopplung vorliegt. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung zerfällt das Neon-Termschema nicht in ein Singulett und Triplett-System wie bei Helium, sondern es kommt zu Mischungen der Zustände. Zum Beispiel ist der Zustand $\text{Ne}^*(^2\text{P}_{3/2} 3\text{s}[3/2]_1)$ eine Linearkombination aus $\alpha |^1\text{P}_1\rangle$ und $\gamma |^3\text{P}_1\rangle$. Von den oben genannten Edelgasen besitzt Neon jedoch mit $\alpha^2 = 0,929$ und $\gamma^2 = 0,071$ die geringste Mischung [100][101] und ist somit Helium am ähnlichsten. Gelingt es, die Penningionisation zu unterdrücken, können auch mit metastabilen Neonatomen makroskopische Besetzungen von Grundzuständen erreicht werden. Eine Untersuchung der Penningionisation an spinpolarisierten metastabilen Edelgasensemble wird im Rahmen einer Dissertation durchgeführt.

Trotz der Problematik der Penningionisation ist metastabiles Neon für die Experimente dieser Arbeit hervorragend geeignet. Zur Präparation der brillanten Strahlquelle und der detaillierten Untersuchung der Kühlung in starken Dipolpotentialen hat sich der nichtoptische Nachweis als wesentlich zum Auffinden der optimalen Parameter zur Fokussierung und Kühlung erwiesen. Insbesondere können zukünftige Experimente mit Alkalimetallen von den erarbeiteten experimentellen Techniken und gefundenen Parameterbereichen profitieren und effizienter realisiert werden.

3.2.1 Detektion metastabiler Atome

Die Detektion metastabiler Atome basiert auf dem Auslösen von Elektronen aus Oberflächen. Die Austrittsarbeit der Elektronen wird aus der inneren Energie des metastabilen Niveaus (16.66 eV für Ne^*) aufgebracht. Der Auslösemechanismus beruht auf der Resonanzionisation mit Auger-Neutralisation und der Auger-Abregung [102-105]. Für eine absolute Flußmessung ist die Kenntnis des Transferkoeffizientes γ entscheidend, der das Verhältnis der Elektronenerzeugung zur einfallenden Zahl von Atomen angibt. Von den Edelgasen zeigen die Transferkoeffizienten für metastabiles Helium und Neon aufgrund ihrer hohen metastabilen Energie die geringste Abhängigkeit von Oberflächenbedeckungen und Materialien. Trotzdem unterscheiden sich die in der Literatur veröffentlichten Werte um bis zu einem Faktor Zwei. Für die Materialien CuBe, Edelstahl und Graphit liegen die Werte zwischen 30% und 70% [106][107].

Integrale Flußmessung

Zur Messung des absoluten atomaren Gesamtflusses wurde eine Edelstahlplatte im Atomstrahl positioniert und der durch die Elektronenauslösung erzeugte Strom in der Platte mit einem Elektrometerverstärker mit einer Genauigkeit von $\Delta I = \pm 0.1 \text{ pA}$ gemessen. Für den Transferkoeffizienten von Edelstahl wird ein Mittelwert von $\gamma = 0.45$ angenommen. Die in dieser Arbeit angegebenen absoluten Flüsse beruhen auf dieser Meßmethode.

Zweidimensionaler orts aufgelöster Nachweis

Das Detektorsystem zum Nachweis metastabiler Neonatome besteht aus einer doppelstufigen Mikrokanalplatte in Chevronanordnung⁵ (MCP aus d. engl.: „*microchannel plate*“) mit nachfolgendem Phosphorschirm und einer intensivierten CCD-Kamera (ICCD) (Abb. 3.5 u. Abb. 3.6). Die von der ICCD aufgenommenen Bilder des Phosphorschirms werden von einer Kamerakontrolleinheit ausgelesen und können anschließend mit ei-

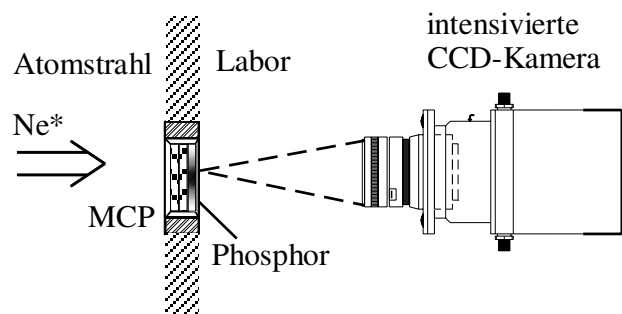


Abb. 3.5 Aufbau des Nachweissystems zur orts aufgelösten Detektion metastabiler Neonatome.

⁵ Dabei sind die Platten so angeordnet, daß die Kanäle der zweiten Platte um 26° gegen die Kanäle der ersten Platte verkippt sind. Durch diese Anordnung können durch hochbeschleunigte positive Ionen verursachte Gasentladungen vermieden werden.

nem Computer weiterverarbeitet werden. Dabei ist eine eindeutige Zuordnung der CCD-Pixel zum Ort auf dem Phosphorschirm gegeben. Zur Verringerung des thermischen Rauschens des CCD-Chips kann dieser mit einem Peltierelement gekühlt werden. Bei einer Betriebstemperatur von $T = -40^{\circ}\text{C}$ ermöglicht die Kamera bei einer einfallenden Photonennrate von $R_{\text{Photon}} = 1/\text{s}$ noch ein Signal zu Rausch Verhältnis von drei.

Die Mikrokanalplatten und die nachfolgende

Phosphorschicht sind zusammen auf einem CF63 Vakuumflansch montiert⁶. Mikrokanalplatten und Phosphorschirm haben einen Durchmesser von $D = 25.4 \text{ mm}$. Das System ist so beschaltet, daß die erste Mikrokanalplatte auf Massepotential liegt. Zur Messung der Gesamtauflösung des Systems Mikrokanalplatten-Phosphorschirm und ICCD-Kamera wurde eine scharfe Kante, montiert auf einem UHV-Schrittmotor, mit einer bekannten Schrittweite transversal in den Atomstrahl gefahren. Aus der Änderung des Schattenwurfes konnte die Auflösung zu $62 \mu\text{m}$ pro Pixel des CCD-Kamerachips gemessen werden.

Eichung der Mikrokanalplatte

Bei einer Überprüfung der MCP-Effizienz stellte sich heraus, daß diese über die Fläche der Mikrokanalplatte stark inhomogen ist. Es zeigte sich, daß die Effizienz der MCP im Bereich des Auftreffortes des Atomstrahls um bis zu einem Faktor Zwei gegenüber den Randbereichen abgenommen hat. In Abhängigkeit vom atomaren Fluß der metastabilen Neonatome verändern sich die Oberflächen (Graphit beschichteter Glaskörper) im Laufe der Zeit derart, daß der Transferkoeffizient abnimmt. Zur Messung des 2D-Effizienzprofils der Mikrokanalplatte wird eine möglichst homogene Bestrahlung der gesamten Mikrokanalplattenfläche mit metastabilen Atomen, UV-Photonen oder hochenergetischen Elektronen benötigt. Dazu wurden verschiedene Verfahren erprobt und miteinander verglichen.

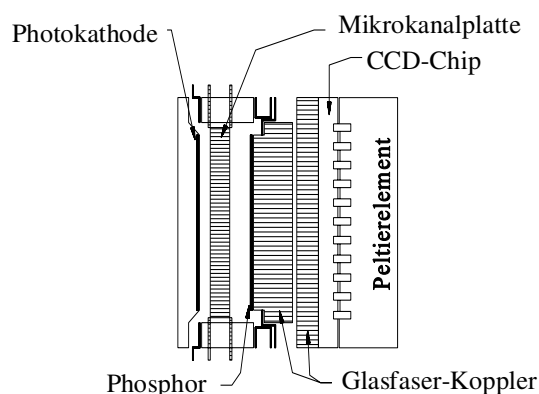


Abb. 3.6 Intensivierte CCD-Kamera: Photonen lösen Elektronen aus einer Photokathode. Eine nachfolgende Mikrokanalplatte mit Phosphor verstärkt das Signal. Ein Glasfaserbündel leitet das Licht zum CCD-Chip mit 567×384 Pixel; Pixelgröße $\Delta = 23 \mu\text{m}$

⁶ Firma Photek, Modell 7-OFD25; Die Betriebsspannung liegt bei 650-850 V je eingesetzter Mikrokanalplatte. Der Phosphor vom Typ P47 wird mit 3000-5000 V gegen den Ausgang der Mikrokanalplatten vorgespannt und hat eine Fluoreszenzabklingzeit von 160 ns.

Eine UV-Quelle kann durch den thermischen Atomstrahl, der ohne Bremsung und Umlenkung auf ein UHV-Fenster trifft, dargestellt werden. Durch die Abregung der metastabilen Atome wird UV-Strahlung bei 74.6 nm und 73.6 nm frei. Der Durchmesser der Mikrokanalplatte ist mit $\varnothing = 2.5$ cm klein gegen die Entfernung $d = 50$ cm zu dieser UV-Quelle, so daß die UV-Strahlung am Ort der MCP in guter Näherung als homogen angenommen werden kann. Mit dieser UV-

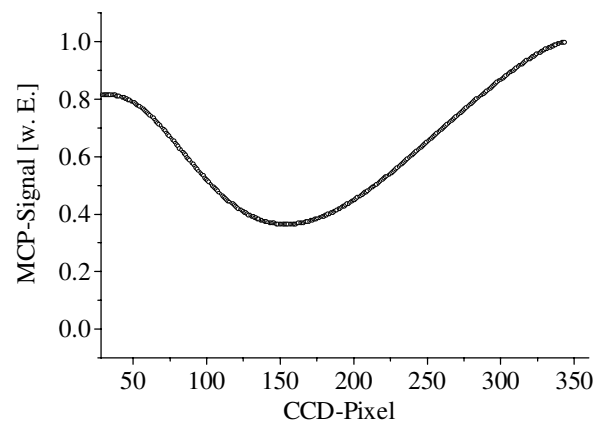


Abb. 3.7 Schnitt durch ein CCD-Bild des MCP-Phosphors Bild für eine homogene UV-Bestrahlung der MCP.

Quelle wurden Bilder der Mikrokanalplatte mit einer Belichtungszeit von 45 min aufgenommen. Die Abb 3.7 zeigt einen normierten Schnitt durch dieses Bild.

Eine Konsistenzprüfung zur Messung mit der UV-Quelle konnte mit einer intensiven Elektronenquelle durchgeführt werden. In einer Entfernung von 40 cm befindet sich ein Vakuummeßkopf vom Typ Bayerd-Alperd, der eine Wolframkathode zur Emission von Glühelktronen enthält. Im Betrieb des Meßkopfes wird eine isotrope, intensive und aufgrund des Abstandes zur MCP homogene Elektronenstrahlung mit Elektronenenergien im Bereich von 100 eV freigesetzt. Für Belichtungszeiten von 20 min wurden Bilder der MCP aufgenommen. Bei der Auswertung zeigte sich bei den beiden unterschiedlichen Quellen eine sehr gute Übereinstimmung der Effizienzprofile.

Diese Bilder werden untergrundkorrigiert und normiert. In der Folge dienen diese Bilder als "Eichbilder" für sämtliche aufgenommen MCP-Bilder. Die Rekonstruktion der tatsächlichen Atomstrahlprofile gelingt, indem jedes MCP-Bild durch dieses Eichbild pixelweise dividiert wird.

3.3 Präparation einer langsamen ultrakalten Strahlquelle

Als Grundlage eines langfristigen Forschungsprojektes zur Atomoptik wurde in der Arbeitsgruppe von Prof. Ertmer eine Strahlapparatur zur Präparation eines langsamen Atomstrahls metastabiler Neonatome mittels Laserkühlung aufgebaut [108][109]. Kernstück der Strahlapparatur ist eine zwei-dimensionale magnetooptische Umlenkmelasse (2D-MOM). In dieser

Endstufe der Strahlpräparation wird durch magnetooptische Kompression und 2D-Polarisationsgradientenkühlen ein Atomstrahl mit einer transversalen Geschwindigkeitsbreite von nur zwei Photonenrückstößen bei einer mittleren longitudinalen Geschwindigkeit von 28 m/s realisiert. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte detaillierte Analyse [110] der Zusammenwirkung der Kompression, Umlenkung und der schließlich stattfindenden Polarisationsgradientenkühlung des Atomstrahls in Anwesenheit hoher Magnetfeldgradienten wird im fünften Kapitel dargestellt. Im folgenden werden der experimentelle Aufbau der Atomstrahlpräparation und die Meßverfahren zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilungen dargestellt und diskutiert.

3.3.1 Experimenteller Aufbau

Das Farbstofflaserspektrometer bei 640 nm

Zur Spontankraftkühlung auf dem Übergang $3s [3/2]_{J=2} \leftrightarrow 3p[5/2]_{J=3}$ im metastabilen Neon ist eine schmalbandige und langzeitstabile Laserstrahlung erforderlich, deren Bandbreite deutlich kleiner ist als die natürliche Linienbreite des Übergangs $\Gamma = 2\pi \cdot 8.1$ MHz. Als Laserquelle steht ein im Selbstbau erstelltes Ar+-Laser gepumptes Farbstoffringlasersystem mit einer Frequenzstabilität von 1MHz zur Verfügung [108,109]. Um eine Langzeitdrift der Laserfrequenz zu unterbinden, ist das Spektrometer an den atomaren Übergang durch eine LIF-Methode angebunden [111]⁷. Nach einer Überarbeitung des optischen Aufbaus und des Farbstoffkreislaufs konnte die Ausgangsleistung des Lasers auf 700 mW bei einer Pumpleistung von 6.2W (514 nm) gesteigert werden. Insbesondere verbesserte sich die Langzeitstabilität nach einer Modifikation der Regelelektronik erheblich. Dadurch konnten auch mehrere Stunden dauernde Meßreihen durchgeführt werden.

Erzeugung des thermischen Atomstrahls

Die metastabilen Atome werden in einer Gasentladungsquelle⁸ [112] bei einem Druck von $2 \cdot 10^{-5}$ mbar erzeugt, wobei der Quellenbereich durch eine differentielle Pumpstufe von der Experimen-

⁷ Dazu wird ein frequenzmodulierter Laserstrahl senkrecht zum thermischen Atomstrahl eingestrahlt. Die Fluoreszenz wird mit einem Photomultiplier und Lockin-Technik analysiert. Ein Regelkreis steuert die Laserfrequenz, so daß die Fluoreszenz maximiert wird, die Laserfrequenz also die Linienmitte trifft. Die messbare Linienverbreiterung ergibt sich aus der Faltung von Atomstrahldivergenz und Voigtprofil zu 16 MHz.

⁸ Die Anregung erfolgt in einer Gleichstromgasentladung bei 400 V und 14 mA durch Elektronenstoß. Die Besetzung der Niveaus $J = 0$ und $J = 2$ erfolgt gemäß ihrer Entartungsgrade im Verhältnis 5:1. Die Quelle ist eine freundliche Leihgabe der Arbeitsgruppe von Prof. Hotop aus Kaiserslautern.

tierkammer getrennt ist. Durch Kühlung des Quellengehäuses mit flüssigem Stickstoff wird die Geschwindigkeit von 700 m/s auf 580 m/s reduziert. Der thermische Fluß konnte beim Neuaufbau der Apparatur im Rahmen dieser Arbeit durch den Einsatz einer größeren Kollimationsblende ($D = 500 \mu\text{m} \rightarrow D = 1400 \mu\text{m}$) hinter der Quelle von $2 \cdot 10^8$ Atome/s auf ca. $8 \cdot 10^8 - 1 \cdot 10^9$ Atome/s gesteigert werden. In einer Computersimulation [113] wurde gezeigt, daß diese Vergrößerung des Divergenzwinkels zu keinen Einbußen der Strahlqualität in den nachfolgenden Präparationsstufen führt. Unter Annahme eines Öffnungswinkels von 4 mrad ergibt sich eine Brillianz⁹ des thermischen Strahls von $(2-2.5) \cdot 10^{14}$ Atome/(s·sterad)

Laserkühlen und Kompression

Im Anschluß an die Quelle folgt eine Abbremszone, in der die mittlere longitudinale Geschwindigkeit der Atome mittels Laserkühlung nach der Magnetfeldmethode (s. Kap. 3.1.1) auf 74 ± 2.6 m/s reduziert wird. Am Ende der Abbremszone schließt sich eine 2D-magnetooptische Melassenzone an (2D-MOM), deren Achse um 68° gegen die Flugrichtung des Atomstrahls verkippt ist. Die Nulllinie des Quadrupolfeldes gibt die neue Richtung des Atomstrahls vor. Die Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zu ihr werden von den stark dissipativen Melassenkräften ausgedämpft. Die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Quadrupolachse ($v_{\parallel} = 74 \text{ m/s} \cdot \cos(68^\circ) = 28 \text{ m/s}$) bleibt erhalten und stellt mit 28 m/s die neue mittlere Longitudinalgeschwindigkeit des Atomstrahls dar. Durch die Umlenkung findet eine Geschwindigkeits- und Zustandsselektion statt, da schnelle Atome und Atome im zweiten metastabilen Zustand $J = 0$ von der 2D-MOM nicht eingefangen werden. Weiterhin wird eine direkte Einstrahlung von UV-Photonen aus der Quelle in die Experimentierzone hinter der 2D-MOM verhindert. Der Gradient des 2D-Quadrupolfeldes steigt von 50 G/cm im Eingangsbereich auf 350 G/cm im Endbereich und wird durch 8 Permanentmagneten erzeugt. Die Lichtfelder bestehen aus zwei ortho-

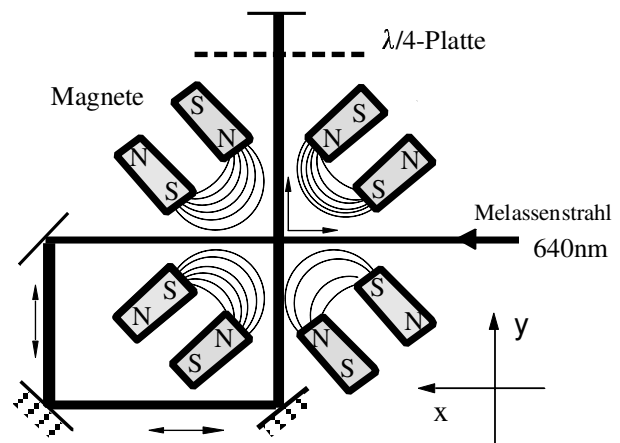


Abb. 3.8 Aufbau der 2D-magnetooptischen Melasse (2D-MOM). Acht Permanentmagneten erzeugen das zylindersymmetrische Quadrupolfeld.

⁹ Der Raumwinkel ergibt sich aus der Fläche des Kreissegmentes dividiert durch 4π . Das Kreissegment folgt aus dem Öffnungswinkel

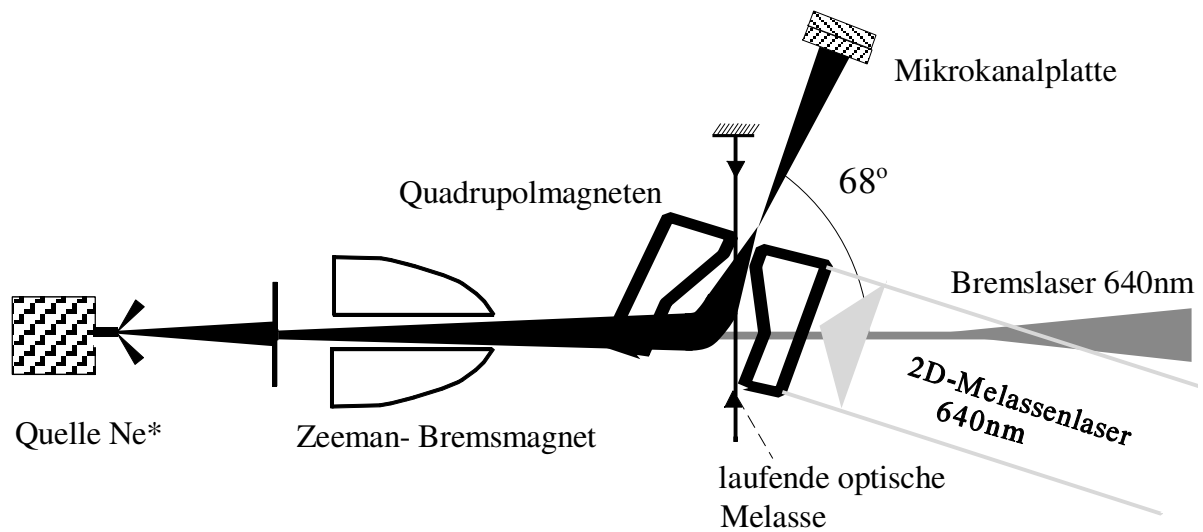


Abb. 3.9 Experimenteller Aufbau zur Atomstrahlpräparation: Die metastabilen Atome werden in einer Gleichstromgasentladung erzeugt. Durch Zeeman-Laserkühlen wird der Atomstrahl auf 74 m/s abgebremst und anschließend in einer 2D-magnetooptischen Umlenkmelasse mit ansteigendem Quadrupolmagnetfeld komprimiert und auf 28 m/s gebremst. In der Endstufe der 2D-MOM wird durch Polarisationsgradientenkühlen eine transversale Geschwindigkeitsbreite von $\sigma = 2 v_{\text{rec}}$ erreicht ($v_{\text{rec}} = \hbar k / m$). Orts- und Geschwindigkeitsverteilungen werden mit einer MCP im Abstand $d = 330$ mm zweidimensional analysiert. Die longitudinale Geschwindigkeitsbreite kann durch eine zusätzliche laufende optische Melasse auf $\sigma = 1$ m/s reduziert werden.

nalen Paaren σ^+ und σ^- polarisierter Laserstrahlen. Zur Gewährleistung ausreichender Wechselwirkungszeiten sind die Lichtfelder stark elliptisch mit $w_x = 22$ mm und $w_y = 4$ mm. Die eingestellte Laserverstimmung von $\Delta = -3.5 \Gamma$ ist ein Kompromiß zwischen einer schnellen effizienten Dämpfung und einem für hohe Flüsse notwendigen großen Geschwindigkeitseinfangbereich. Zur Bereitstellung genügend hoher Sättigungen in der Kompressionszone von $S \geq 1$ werden Leistungen von $P = 150 - 200$ mW eingestellt.

In den letzten 3-4 mm der Kompressionszone gelangen die Atome in den Einfangbereich von Sub-Doppler- Kühlkräften, die die transversale Geschwindigkeitsbreite auf $\sigma_{\text{vtrans}} = 2 v_{\text{rec}}$ reduzieren (Photonenrückstoßgeschwindigkeit: $v_{\text{rec}} = \hbar k / m$). Die longitudinale Geschwindigkeit kann mit einer zusätzlichen optischen Melasse auf Geschwindigkeiten zwischen 19-35 m/s bei gleichzeitiger Reduktion der longitudinalen Geschwindigkeitsbreite auf $\sigma_{\text{vlong}} = 1$ m/s variabel eingestellt werden. Aus apparativen Gründen wurde diese Zusatzmelasse in den Experimenten zur Fokussierung und Kühlung in starken Dipolpotentialen nicht eingesetzt.

3.3.2 Messmethoden

Zur Charakterisierung eines Atomstrahls werden in dieser Arbeit die Größen Fluß F , Flußdichte Φ sowie die longitudinale und transversale Geschwindigkeitsverteilung herangezogen. Dabei

wird unter dem Fluß die Zahl aller Atome verstanden, die in einer Sekunde gemessen werden können: $[F] = \text{Atome/s}$. Die Flußdichte Φ wird definiert als der Fluß F , der auf eine gegebene Fläche trifft: $[\Phi] = \text{Atome}/(\text{s}\cdot\text{cm}^2)$. Wie in Kap. 3.2.1 erläutert wird der Atomstrahl durch eine Mikrokanalplatte detektiert, deren Phosphorschirm mit einer

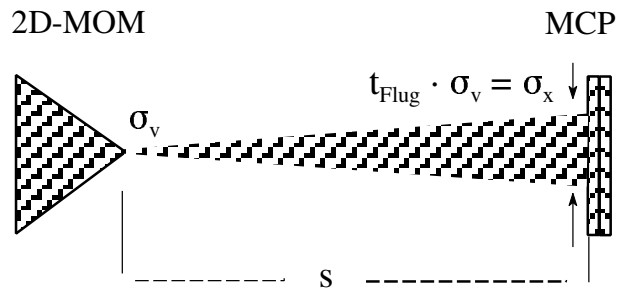


Abb. 3.10 Messung der transversalen Geschwindigkeitsbreite σ_v durch eine Flugzeitmessung. $s = 320$ mm.

CCD-Kamera beobachtet wird. Der Wert eines CCD-Pixels ergibt sich aus der Summe der Signale einer gleichbleibenden Zahl von MCP-Kanälen, die eine definierte Fläche haben und kann daher als die Flußdichte an einem Ort der MCP interpretiert werden. Die mit einer gegebenen Belichtungszeit gemessenen zweidimensionalen Atomstrahlprofile stellen somit einen guten Meßwert für diese Größe als Funktion des Ortes dar.

Die transversale Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl ergibt sich aus der Ortsverteilungen auf der Mikrokanalplatte, wenn der Abstand der Quellverteilung zu MCP groß gegen den Durchmesser der Quelle ist (Abb. 3.10). In diesem Fall kann der Wert eines CCD-Pixels als Maß für den Fluß pro Geschwindigkeitsintervall verwendet werden. Die Ortsraumverteilung $f(x)$ wird aus der Faltung der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung mit der transversalen Geschwindigkeitsverteilung unter Annahme von Gaußverteilungen berechnet:

$$f(x) = \int_0^{\infty} e^{-\frac{(v_{\text{long}} - v_0)^2}{2\sigma_{\text{long}}^2}} \cdot e^{-\frac{x \cdot v_{\text{long}}}{2\sigma_{\text{trans}} s}} dv_{\text{long}} \quad (3.3)$$

Dabei bezeichnet v_0 die mittlere longitudinale Geschwindigkeit, σ_{long} die longitudinale Geschwindigkeitsbreite, σ_{trans} die transversale Geschwindigkeitsbreite und s den Abstand der Quellverteilung zur MCP. Die Auswertung des Ausdrucks (3.3) ergibt, daß die Berücksichtigung der longitudinalen Geschwindigkeitsbreite von $\sigma_{\text{long}} = 4.33$ m/s nur Korrekturen im Promillebereich ergeben und daher gegenüber den anderen auftretenden Meßunsicherheiten vernachlässigt werden können. Somit ist die Breite der transversalen Geschwindigkeitsverteilung auf der MCP in sehr guter Näherung gegeben durch:

$$\sigma_v^{\text{trans}} = \frac{\sigma_x V_0}{s} \quad (3.4)$$

Die Meßgenauigkeit der Geschwindigkeitsbreite ist abhängig von der gemessenen Breite der

Ortsverteilung und damit von der transversalen Geschwindigkeitsbreite selbst. Der Meßfehler¹⁰ liegt für transversale Geschwindigkeitsbreiten von $\sigma_v = 2 v_{rec} \dots 10 v_{rec}$ zwischen 9% und 2.5%.

3.3.3 Atomstrahlparameter

Für die nachfolgenden Experimente steht ein Atomstrahl mit einer mittleren Longitudinalgeschwindigkeit von $v_{long} = 28 \pm 0.5$ m/s mit einer Geschwindigkeitsbreite von $\sigma_{vlong} = 4.33$ m/s zur Verfügung. Der atomare Fluß der 2D-MOM beträgt $F = (1.4 \mp 0.14) \cdot 10^8$ Atome/s. In transversaler Dimension setzt sich die atomare Verteilung aus zwei Geschwindigkeitsverteilungen unterschiedlicher Breite zusammen. Die Breitere der beiden hat eine Geschwindigkeitsbreite von $\sigma_{vtrans,1} = 10 v_{rec}$, die schmalere hat eine Geschwindigkeitsbreite von $\sigma_{vtrans,2} = 2 v_{rec}$. In der schmaleren Verteilung befinden sich bis zu 40 % der Atome. Eine detaillierte Untersuchung zur transversalen Kühlung erfolgt im Kapitel vier.

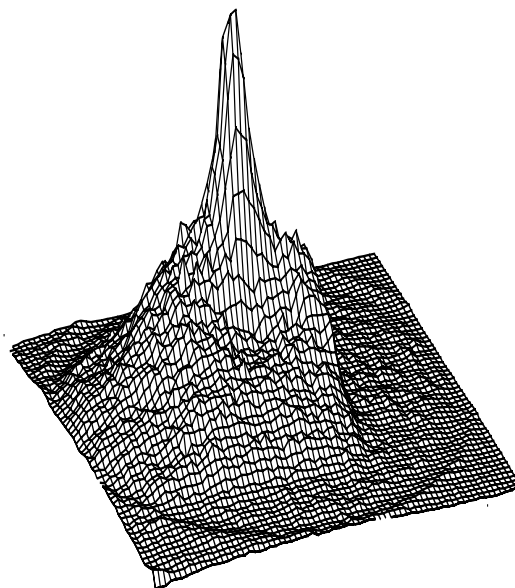


Abb. 3.11 3D- Flußdichteprofil des Atomstrahls auf der MCP: Eine kalte Sub-Doppler-Kernverteilung sitzt auf einer breiteren Verteilung.

3.3.4 Grenzen der Kompression

In der beschriebenen experimentellen Anordnung wurde der Durchmesser am Ende durch eine Profilvermessung zu $FWHM = 100 \pm 5$ μm bestimmt [108]. Der minimale Durchmesser wird für eine Laserverstimmung von $\Delta = -\Gamma/2$ erreicht [108]:

$$x_{rms} = \frac{200.6 \mu\text{m}}{\sqrt{\frac{dB}{dx}}} \quad (3.5)$$

Hierin wird der Magnetfeldgradient in Gauß/cm eingesetzt. Eine nachgeschaltete Kompressionsstufe kann wegen der wesentlich geringeren Anforderungen an den Geschwindigkeitseinfangbereich mit $\Delta = -\Gamma/2$ betrieben werden, so daß für Gradienten von $dB/dx = 350$ G/cm Durchmesser von $x_{rms} = 7.8$ μm erreicht wird. Die Grenze für Sub-Dopplerkräfte in einer magnetooptischen Melasse liegen zwischen 300- 600 G/cm (s. Kap 4). Die Grenze für einen effizienten

¹⁰ Hierzu wurde angenommen: $v_{long} = 28 \pm 0.5$ m/s. Fehler in der Bestimmung der MCP-Ortsbreite: $\Delta\sigma_x = 62\mu\text{m} \triangleq 1$ CCD-Pixel; Abstand 2D-MOM zur MCP: $s = 320 \pm 1$ mm.

magnetooptischen Kompressionseffekt ist erreicht, wenn die Zeemanaufspaltung am Ort der Atome in der Größenordnung der natürlichen Linienbreite liegt. In einer Kompressionszone mit linear zunehmenden Gradienten sollten Gradienten im Bereich mehrerer 1000 G/cm noch eine magnetooptische Kompression ermöglichen. Durch die Zunahme des Gradienten werden die Atome auf einen immer engeren Bereich um die Achse eingeschränkt, dadurch wird der Anstieg des Gradienten abgeschwächt in einen Anstieg des Magnetfeldbetrages umgesetzt. Für einen Gradienten von $dB/dx = 3500\text{G/cm}$ ließen sich somit Durchmesser von $x_{\text{rms}} = 2.14\ \mu\text{m}$ erreichen. Für metastabiles Neon ist bei diesen hohen Gradienten die Dichte durch die Penning-ionisation auf ca. 10^{11} Atome/ cm^3 begrenzt. Mit Alkali-Elementen wie Natrium oder Rubidium können Dichten im Bereich von 10^{12} Atome/ cm^3 erreicht werden. Höhere Dichten können wegen einer repulsiven Kraft, verursacht durch von Atomen gegenseitig emittierten absorbierten Photonen (“radiation trapping”), [114] in Anwesenheit nahresonanten Lichts nicht erreicht werden.

3.4 Effiziente Erzeugung eines TEM_{01}^* -Modes

Die effiziente Erzeugung des TEM_{01}^* -Mode bei gleichzeitig möglichst sauberem Strahlprofil nimmt eine Schlüsselstellung innerhalb der Experimente zum Fokussieren und Kühlen in TEM_{01}^* -Moden ein. Zeitliche Schwankungen im Modenprofil des TEM_{01}^* -Laserstrahls verursachen zusätzliche Heizprozesse, und “Löcher” im Strahlprofil können zum Verlust von Atomen führen. Aus diesen Gründen wurden verschiedene Methoden zur effizienten, modenreinen und stabilen Präparation von TEM_{01}^* -Moden detailliert untersucht und gegeneinander abgewogen. Die wesentliche Anforderung, die an das Lichtfeld gestellt wird, ist ein sich während der Propagation nur wenig änderndes Modenprofil mit einem Intensitätsminimum im Strahlzentrum. Zur Erzeugung eines TEM_{01}^* -Modes wurden die folgenden Methoden untersucht:

- Erzeugung im Laserresonator [115]
- Umwandlung eines TEM_{01} - Mode mit einem Modenkonverter [116]
- Verwendung computergenerierter Hologramme [117]

3.4.1 Erzeugung im Laserresonator

Da der TEM_{01}^* -Mode als eine Überlagerung von TEM_{10} und TEM_{01} aufgefaßt werden kann, müssen die Frequenzen dieser beiden Moden entartet sein. Aufgrund des Astigmatismus ist diese Entartung in einem Laserresonator im allgemeinen aufgehoben. Durch Positionieren eines absorbierenden Chrompunktes ($D = 50 \mu\text{m}$) im Ringresonator eines Ar^+ -Laser gepumpten Farbstofflasers bei $\lambda = 640 \text{ nm}$ konnte ein Betrieb im TEM_{01}^* -Mode mit 30% der Ausgangsleistung des Lasers im TEM_{00} -Mode erreicht werden. Jedoch wurde trotz sorgfältiger Justage des Punktes im Mikrometerbereich und des Laserresonators kein langzeitstabiler Betrieb auf einem TEM_{01}^* -Mode erreicht.

3.4.2 Erzeugung mittels Modenkonverter

Das Prinzip des Modenkonverters beruht darauf, daß der TEM_{01}^* als eine Superposition von TEM_{01} und TEM_{10} -Mode mit einer Phasenverschiebung von 90° zwischen beiden Moden aufgefaßt werden kann:

$$E_{0,1}^* = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_{1,0} + iE_{0,1}) \quad (3.6)$$

Tamm erkannte 1989 als erster die Möglichkeit, einen TEM_{01}^* -Mode aus einem TEM_{01} - und TEM_{10} -Mode zu erzeugen, indem man sich die unterschiedlichen Guoy-Phasen der beiden Moden zu nutze macht [116]. Eine ausführliche mathematische Analyse des Problems wird in [118]¹¹ angegeben. Eine Erläuterung der Guoy-Phase ist in Kap. 2.2.2 angegeben. Zur Erzeugung des TEM_{01}^* wird ein um 45° gedrehter TEM_{01} -Mode präpariert, der als phasengleiche Superposition von TEM_{01} und TEM_{10} verstanden werden kann. Die Guoy-Phasen für einen TEM_{01} und TEM_{10} -Mode lauten wie folgt [119]:

$$\begin{aligned} \psi_{01}(z) &= \frac{3}{2} \arctan\left(\frac{z}{z_{Rx}}\right) + \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{z}{z_{Ry}}\right) \\ \psi_{10}(z) &= \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{z}{z_{Rx}}\right) + \frac{3}{2} \arctan\left(\frac{z}{z_{Ry}}\right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

Hierin bedeuten z_{Rx} und z_{Ry} die Rayleighlängen für die beiden Strahldimensionen. Wenn die Strahltaile und damit die Rayleighlängen der beiden Dimensionen gleich sind, erhalten der TEM_{01} - und TEM_{10} -Mode beim Durchlaufen der Strahltaile die gleichen Phasenverschiebun-

¹¹ Die hier angegebenen Untersuchungen haben das Ziel, analog zum Experiment von Beth 1936, den Bahndrehimpulsübertrag von Laguerre-Gauß-Moden nachzuweisen. Dabei sollte der Drehimpulsübertrag, den der Modenkonverter bei der Umwandlung eines Lichtfeldes ohne Drehimpuls in ein Lichtfeld mit Drehimpuls erfährt, nachgewiesen werden. Dieses Experiment konnte bis heute noch nicht zum Erfolg gebracht werden.

gen. Ein Phasenunterschied zwischen den beiden Moden entsteht, wenn durch eine Zylinderlinse ein elliptischer Strahl erzeugt wird. Durch passende Wahl der Strahltaillen des einfallenden TEM_{01} -Strahls und der Zylinderlinsenbrennweite kann der Phasenunterschied exakt auf 90° eingestellt werden. Zur Angleichung der Strahlradien der beiden Moden wird

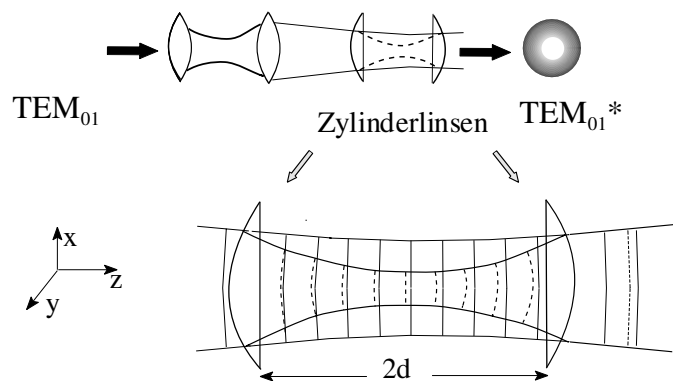


Abb. 3.12 Prinzip des Modenconverters

eine zweite Zylinderlinse im gleichen Abstand von der Strahltaille positioniert wie die erste (s. Abb. 3.12). Die Effizienz der Modenkonversion ist zwar nur durch die Güte der Linsenentspiegelung begrenzt, jedoch stellt sich die Aufgabe, einen TEM_{01} -Mode möglichst effizient zu erzeugen. Durch Einbringen eines Wolframdrahtes des Durchmessers $D = 20 \mu\text{m}$ in einen Farbstofflaserresonator konnte ein Laserbetrieb im TEM_{01} -Mode mit 30% Effizienz erzwungen werden.

Die Analyse des Strahlprofils hinter dem Modenconverter an verschiedenen Positionen entlang der Strahlausbreitung ergab, daß das transformierte Lichtfeld kein reiner TEM_{01}^* -Mode ist, sondern signifikante Anteile von TEM_{01} und anderen Moden enthält. Insbesondere zeigte sich im Fokus des Lichtfeldes ein TEM_{01} -Modenprofil, das für die Experimente zur Atomstrahlfokussierung nicht akzeptabel ist. Die Ursache für die Entstehung des Modengemisches ist im Astigmatismus des TEM_{01} -Farbstofflaser Modes zu suchen. Die durchgeführte Kompensation des Laserastigmatismus war, aufgrund der hohen Sensitivität des Modenconverters auf astigmatische Strahlen, nicht ausreichend. Ein weiteres Problem beim Einsatz des Modenconverters ist die fehlende Möglichkeit den im TEM_{01} -Mode laufenden Farbstofflaser mittels eines Etalons in einen frequenzstabilen Ein-Modenbetrieb zu bringen. Der Einsatz eines Etalons reduziert zum einen die verfügbare Laserleistung um weitere 40-50%, zum anderen war es nach Einbau des Etalons nicht mehr möglich, den Laser in einen stabilen TEM_{01} -Betrieb zu zwingen.

3.4.3 Holographische Erzeugung

Eine alternative Möglichkeit für die Erzeugung des TEM_{01}^* -Modes bieten diffraktive Optiken in Form computergenerierter Hologramme. Ein herkömmliches Hologramm wird als ein Interferenzmuster aufgenommen, das durch die Superposition zweier kohärenter Lichtfelder erzeugt wird. Im Gegensatz dazu wird bei einem computergenerierten Hologramm das berechnete

holographische Interferenzmuster zwischen einem Referenzlichtfeld (meist eine ebene Welle) und einem beliebigen Objektlichtfeld, auf ein geeignetes Medium übertragen.

Diffraktive Optiken - Computergenerierte Hologramme

Eine Alternative zu traditionellen refraktiven- optischen Elementen bieten seit ca. 20 Jahren diffraktive optische Elemente. Diffraktive -lichtbeugende- Elemente können viel dünner und leichter sein als refraktive, da sie die Form einer optischen Wellenfront nur um Bruchteile einer Wellenlänge modifizieren. Für die in dieser Arbeit demonstrierten Experimente ist wesentlich, daß computergenerierte DOE es ermöglichen, "maßgeschneiderte" Lichtfelder zu formen, die mit herkömmlichen refraktiven Optiken nur unzureichend oder gar nicht erzeugt werden können. Zur mikroskopisch feinen Strukturierung der Oberfläche können Produktionsverfahren benutzt werden, die seit langem zur Herstellung digitaler Schaltkreise aus der Halbleiterindustrie bekannt sind. Dadurch können schnell und preiswert optische Elemente in Serie gefertigt werden.

Die Anfänge der computergenerierten Holographie gehen auf Arbeiten der amerikanischen Firma Hughes Danbury Optical Systems Ende der siebziger Jahre zurück. Damals wurden diffraktive holographische Elemente in so großen Teleskopspiegel-Anordnungen benötigt, daß sie nicht mehr durch herkömmliche holographische Methoden auf optischen Bänken produziert werden konnten. Deshalb berechnete man die Phasenmuster der erforderlichen Hologramme, übertrug sie durch mikrolithographische Verfahren auf die Spiegeloberfläche und ätzte sie dort ein. Seitdem wird die Entwicklung diffraktiver optischer Elemente (DOE) intensiv vorangetrieben. Diese Elemente können die Aufgaben herkömmlicher Optiken bei wesentlich reduziertem Gewicht, kleineren Abmessungen¹² und reduzierter Kosten übernehmen. In der Industrie werden diffraktive Optiken z.B. als strahlformende Elemente bei der Lasermaterialbearbeitung [120] eingesetzt. Andere Elemente sind Auskoppellemente für die Strahldiagnose [121] und Mikrolinsenarrays für die konfokale Mikroskopie [122]. Zukünftige Anwendungen sind vollintegrierte optoelektronische Prozessoren¹³, für den Einsatz in komplexen Sensor -und Bildverarbeitungssystemen [123].

In der Atomoptik ermöglichen diffraktive optische Elemente (DOE) eine neue Generation atomoptischer Geometrien wie etwa atomarer Wellenleiter, korrigierte Linsen für Atome,

¹² Dadurch sind sie für Anwendungen in der Raumfahrt besonders interessant, wodurch ihre Entwicklung beschleunigt vorangetrieben wurde.

¹³ Bisher wurden bereits binäroptische diffraktive Linsen mit einem Durchmesser von $D = 50-100 \mu\text{m}$ hergestellt.

Atomteleskope, optische Kastenpotentiale oder Speicherringe für Atome. Diese neuen Atomoptiken sind sowohl für prinzipielle Untersuchungen im Bereich der Atomoptik als auch für eine Fülle sich abzeichnender Anwendungen, wie z.B. der Atomlithographie, von größtem Interesse. Insbesondere wird das Wechselspiel von technischer Realisierbarkeit der speziellen Lichtfelder durch DOE's und atomoptischen Experimenten beide Gebiete stimulieren.

Wirkungsprinzip computergenerierter Hologramme

Grundlage ist das Interferenzmuster zwischen einer ebenen Welle und einem TEM_{01}^* -Mode:

$$h(x,y) = 2E_1E_2\cos(k_x x - l\phi) \quad (3.8)$$

In dieser sogenannten Hologrammfunktion bezeichnen x, y die beiden transversalen Dimensionen; $\phi = \arctan(x/y)$ ist der Azimutwinkel und l die topologische Ladung des LG-Modes (für den TEM_{01}^* also $l = 1$). Die entstehenden Muster haben die Form von Gittern mit einem Phasendefekt/Phasensingularität (siehe Kap. 2.2.1) in der Mitte. Wird dieses Muster auf ein geeignetes Medium übertragen, entsteht ein Amplitudenhologramm, das eine theoretische Effizienz von 6.25% aufweist [124]. Wird dieses Amplitudenhologramm mit einem TEM_{00} -Mode als Referenzwelle beleuchtet, entstehen hinter dem Hologramm unter Vernachlässigung höherer Beugungsordnungen, drei Lichtstrahlen: die in geradeausrichtung laufende Referenzwelle und zwei TEM_{01}^* -Moden in der positiven und negativen ersten Beugungsordnung mit entgegengesetzter Helizität ($l = \pm 1$) und gleicher Intensität (Abb. 3.13). Die Effizienz in einer der Beugungsordnungen kann durch einen "Blaze-Effekt" deutlich gesteigert werden. Bei Beugungsgittern ist bekannt, daß durch einen "Blaze-Effekt" die Beugungseffizienz in die erste Ordnung theoretisch bis auf 100% optimiert werden kann: die Gitter werden dabei so gefurcht, daß die erste

Beugungsordnung unter dem Reflexionswinkel der geometrischen Optik auftritt. Wie in [125]

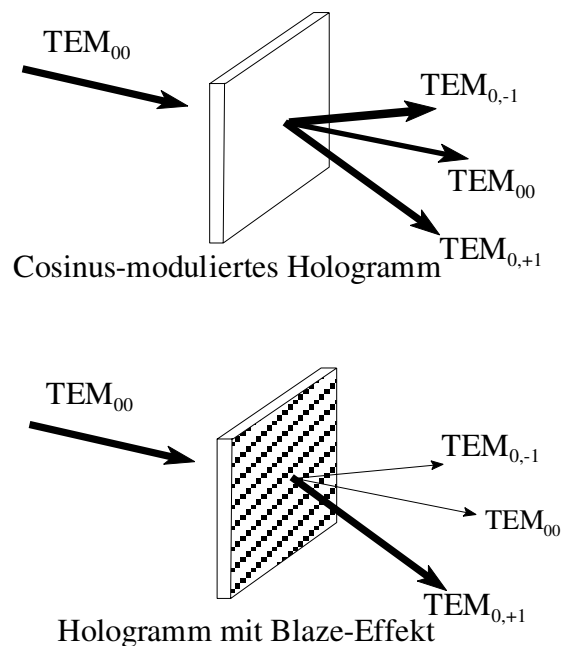


Abb. 3.13 Oben: Beim cosinus-modulierten Gitter haben die +1. und -1. Beugungsordnung die gleiche Effizienz; Unten: Ein geblaztes Hologramm kann theoretisch 100% in eine Ordnung beugen.

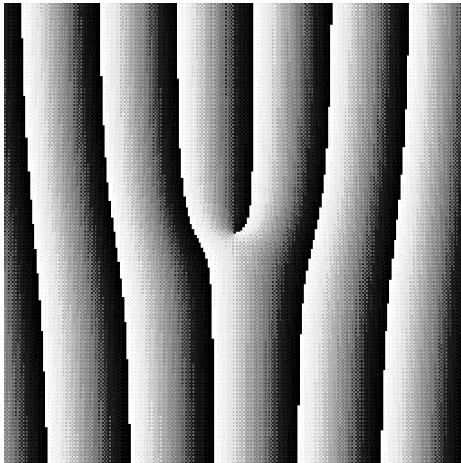


Abb. 3.14 Interferenzmuster für ein geblaztes Phasenhologramm zur Erzeugung eines TEM_{01}^* -Mode. Das Muster wird berechnet nach:

$I(x, \phi) = m \cdot \{\phi - k_x x - \text{INT}[(\phi - k_x x)/2\pi]\}$; 100% theoretische Effizienz in der ersten Beugungsordnung werden erreicht für eine Amplitude der Phasenmodulation von $m = 2\pi/\Lambda$, mit Gitterperiode $\Lambda = 2\pi/k_x$.

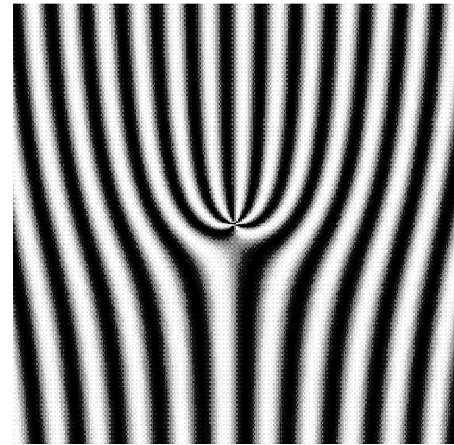


Abb. 3.15 Interferenzmuster für ein cosinus moduliertes Phasenhologramm zur Erzeugung eines $TEM_{0,1}^*$ -Mode mit $l = 5$.

erläutert, läßt sich dies auf Hologramme übertragen. Die Abb. 3.14 zeigt das Interferenzmuster für ein geblaztes Hologramm zur Erzeugung eines TEM_{01}^* -Mode; Abb. 3.15 zeigt ein cosinus-moduliertes Gitter zur Erzeugung eines LG-Modes höherer Ordnung $l = 5$.

Eine weitere deutliche Effizienzsteigerung ist möglich, wenn das Amplitudenhologramm durch geeignete Techniken in ein Phasenhologramm umgewandelt wird, so daß keine Absorption an den dunklen Stellen mehr auftritt. Ein geblaztes Phasenhologramm beugt theoretisch 100% dertransformierten Lichtverteilung in die 1. Ordnung. Das Wirkungsprinzip eines geblazten Phasenhologramms wird besonders deutlich, wenn das geblazte Phasenhologramm als eine Überlagerung einer helixförmigen Phasenplatte¹⁴ mit einem geblazten Gitter aufgefaßt wird. Eine helixförmige Phasenplatte prägt dem einfallenden Strahl die Helixphase des TEM_{01}^* -Modes auf [126]. Ein geblaztes sägezahnförmiges Gitter beugt den Strahl mit hoher Effizienz in die erste Beugungsordnung. Die Überlagerung beider Elemente bietet den Vorteil, daß die durch produktionsbedingte Hologrammfehler hervorgerufenen Anteile von Moden mit $l \neq 1$ in andere Ordnungen gebeugt werden und somit von der weiterverwendeten ersten Beugungsordnung getrennt sind. In Bezug auf die azimuthale Phase unterscheidet sich die Erzeugung einer Helixphasenstruktur durch die Phasenplatte aus mathematischer Sicht nicht von der Erzeugung durch ein geblaztes Phasenhologramm. Anhand der Spiralphasenplatte läßt sich eine weitere wesentliche

¹⁴ Eine helixförmige Phasenplatte ist eine transparente Platte, deren Dicke proportional zum azimuthalem Winkel ϕ um einen Mittelpunkt in der Platte ansteigt. Tritt eine ebene Welle durch die Platte prägt die Plattenoberfläche der Wellenfront des Strahls eine helixförmige Phase auf.

Eigenschaft der Phasenhologramme erläutern: Sowohl beim Durchtritt durch die Spiralphasenplatte als auch durch das Hologramm wird nur die Phase des Lichtfeldes und nicht die Amplitude geändert. Das hat zur Folge, daß das Lichtfeld hinter dem Hologramm kein reiner Mode, sondern eine Überlagerung mehrerer Moden ist. In [118] wird gezeigt, daß das Lichtfeld eine Überlagerung von $TEM_{p,l=1}$ -Moden mit folgender Zusammensetzung ist:

TEM_{00}	TEM_{01}	TEM_{11}	TEM_{21}	TEM_{31}	TEM_{41}	TEM_{51}
0	78.5	9.82	3.68	1.92	1.17	0.79

Tab.1: Entwicklung eines TEM_{00} nach $TEM_{p,l=1}$ -Moden hinter einem Hologramm. Die Einträge sind die Entwicklungskoeffizienten $\langle E_{p,l=1} | \exp(-i\phi) | E_{00} \rangle$. Da die LG-Moden ein Orthonormalsystem bilden, kann der Strahlradius der $TEM_{p,l}$ -Moden frei gewählt werden, solange er für alle $TEM_{p,l}$ -Moden gleich ist. Hier wurde zur Entwicklung der Strahlradius des TEM_{00} -Modes am Ort der Phasenplatte gewählt.

Ausgangspunkt der Berechnung ist ein Gaußsches-Laserfeld, das beim Passieren der Phasenplatte eine azimutale Phase $\exp(-i\phi)$ erhält. Der Anteil des TEM_{01} *-Modes dominiert mit 78.5% die Zerlegung. Aufgrund der Interferenz dieses Modengemisches nähert sich die Intensitätsverteilung während der Propagation der eines exakten TEM_{01} *-Profils an. Die Ursache für diese Entwicklung während der Propagation liegt in der unterschiedlichen Entwicklung der Guoy-Phase $\Psi_{p,l=1}$ der einzelnen $TEM_{p,l=1}$ -Moden begründet:

$$\Psi_{p,l=1} = (2p + 2) \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (3.9)$$

Ein Modenprofil, das dem eines reinen TEM_{01} *-Mode sehr nahe kommt entsteht, falls eine hinreichend große Guoy-Phasendifferenz benachbarter $TEM_{p,l}$ *-Moden erreicht wird [69]. Unter Berücksichtigung der Phasenänderung der Guoy-Phase von 180° beim Durchgang durch eine Strahltaile gibt es zwei Extremsituationen:

- Das Hologramm steht in einer Strahltaile des eingehenden Gaußstrahls, dann entsteht durch die Entwicklung der Guoy-Phase und der Interferenz der verschiedenen Moden ein fast exakter TEM_{01} *-Mode im Fernfeld.
- Das Hologramm steht im Fernfeld eines Gaußstrahls, so daß ein fast exakter TEM_{01} *-Mode in der nächsten Strahltaile entsteht.

Beim experimentellen Einsatz eines Hologramms zeigte sich, daß durch eine Optimierung der Hologrammposition ein gutes TEM_{01} *-förmiges Strahlprofil über eine Strecke von 10 cm

erzeugt werden konnte ohne, daß sich das Modenprofil in einer störenden Weise änderte. Im folgenden wird das vom Hologramm erzeugte Lichtfeld unter Berücksichtigung obiger Erläuterungen als TEM_{01}^* -Mode bezeichnet.

Ein reiner TEM_{01}^* -Mode kann durch Einsatz zweier Phasenhologramme erzeugt werden. Das erste Phasenhologramm verändert die Amplitude des Gaußstrahls, während das zweite dem Lichtfeld die helixförmige Phasenstruktur aufprägt. Theoretische und experimentelle Untersuchungen hierzu finden zur Zeit in der Arbeitsgruppe von Prof. Tiziani am Institut für Technische Optik der Universität Stuttgart statt.

3.4.4 Produktionsverfahren computergenerierter Hologramme

Es werden zwei Verfahren vorgestellt:

- Die Eigenherstellung von geblazten Phasenhologrammen auf holographischem Filmmaterial;
- Die Laserdirektbelichtung in photoresistbeschichtete Quarzsubstrate am Institut für Technische Optik der Universität Stuttgart.

In beiden Verfahren werden die geblazten Interferenzmuster aus technologischen Gründen durch eine begrenzte Zahl von Höhenstufen realisiert. Die Effizienz in der ersten Beugungsordnung ergibt sich für N-Stufen zu [127]:

$$|A_1|^2 = \left(\frac{N \sin\left(\frac{\pi}{N}\right)}{\pi} \right)^2 \quad (3.10)$$

Für $N = 8$ Digitalisierungsstufen des Höhenprofils ergibt sich damit eine Effizienz von 95%.

Computergenerierte Hologramme auf holographischem Filmmaterial

In [128] und [129] wurde die Herstellung computergenerierter Hologramme für TEM_{01}^* - auf photographischem Filmmaterial demonstriert. Um die Eignung dieser Methode für die speziellen Anforderungen der in dieser Arbeit untersuchten atomoptischen Anwendungen zu prüfen, wurden im Rahmen einer Diplomarbeit [130] eigene Erfahrungen in der Herstellung computergenerierter Hologramme gesammelt. Die in Abb.3.14/3.15 gezeigten Interferenzmuster wurden mit einer Auflösung von 600 DPI auf DIN A4-Format ausgedruckt und mit einem holographischem Film¹⁵ fotografiert. Nach der anschließenden Filmentwicklung wurde zur Reduzierung der

¹⁵ AGFA Holotest 8E75 mit 5000 Linien pro Millimeter; herkömmliche Filme mit 100-400 Linien pro Millimeter sind zu grobkörnig und führen daher zu ungenügenden Resultaten.

Absorption ein rehalogenierendes Bleichbad¹⁶ [131] angewendet. In diesem Prozeß wird das Amplitudenhologramm in ein Phasenhologramm umgewandelt.

Mittels derart erzeugten 8-stufigen Hologrammen konnten TEM_{01}^* -Moden mit einer Effizienz von bis zu 50% erzeugt werden. Da beim Bleichprozeß nicht alles absorbierende Silber umgewandelt wird, konnte die theoretisch mögliche Effizienz von 95% nicht erreicht werden. Aus dem selben Grund sind diese Hologramme mit einer maximalen Dauerbelastbarkeit von ca. 50 mW/cm² für die in Kapitel fünf und sechs vorgestellten atomoptischen Anwendungen nicht ausreichend strahlungsfest. Ein weiteres Problem ist die Empfindlichkeit der Gelatinschicht auf Feuchtigkeit, die im Laufe einiger Wochen zu einer Verschlechterung der Hologrammqualität führt. Eine Methode zur Erzeugung strahlungsfester Hologramme wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

Laserdirektbelichtung auf photoresistbeschichtetem Quarzsubstrat

Strahlungsfeste diffraktive Optiken werden in der Industrie zur Strahlformung beim CO₂-Laserschweißen eingesetzt. Das Institut für Technische Optik der Universität Stuttgart hat unter der Leitung von Prof. Tiziani vielfältige technologische Erfahrung auf diesem Gebiet gesammelt und beschrift mit der Laserdirektbelichtung computergenerierter Phasenhologramme im Bereich optischer Wellenlängen für die Anwendungen dieser Arbeit technologisches Neuland.

Bei der Laserdirektbelichtung [132] wird das berechnete holographische Interferenzmuster mittels eines Laserschreibsystem auf ein mit photoempfindlichen Lack beschichtetes Quarzsubstrat übertragen (s. Abb. 3.16). Das Quarzsubstrat ist auf einem xy-Linearverschiebetisch mit einer Auflösung von unter 100 nm angeordnet. Ein Computer rechnet die Phasenmodulation des Interferenzmusters in Intensitätswerte des Lasers um und steuert einen akustooptischen Modulator an, der diese Modulation auf das Laserlicht mit einem Fokusbereich von 1 µm überträgt. Der xy-Linearverschiebetisch wird vom Computer gemäß dem gespeicherten Interferenzmuster positioniert. Zur Steigerung der Auflösung wird die Überlagerung der Gaußprofile der einzelnen, zu belichtenden Punkte im Hologramm durch eine Entfilterung der Intensitätswerte mit dem Gaußprofil des Lasers berücksichtigt. Bei der anschließenden Entwicklung werden je nach Intensität der Belichtung Photoresistschichten abgetragen. Da der verwendete Photoresist für die Wellenlängen $\lambda = 500\text{-}700$ nm transparent ist, ist das Hologramm für die beabsichtigte

¹⁶ Das Filmmaterial enthält überwiegend in Gelatine gelöste Silberbromidkristalle. Beim Belichtungsprozeß werden die Bindungen in den Kristallen aufgebrochen, und es entstehen positive Silberionen, die beim Entwickeln zu metallischem schwarzem Silber umgewandelt werden. Durch das Bleichbad wird das absorbierende Silber in ein transparentes Silbersalz umgewandelt, dessen Brechungsindex größer ist als der von Gelatine.

Anwendung bei $\lambda = 640 \text{ nm}$ ausreichend strahlungsfest bis zu Intensitäten von mehreren 100 W/cm^2 . Eine wesentlich höhere Strahlungsfestigkeit bis in den Bereich von mehreren 10 kW/cm^2 kann erreicht werden, wenn die entwickelten Photoresiststrukturen durch reaktives Ionenätzen in Quarzsubstrate übertragen werden [133]. Die erreichte Effizienz von 45% dieser Hologramme liegt zwar deutlich unter dem theoretisch möglichen Wert, ist jedoch für die beabsichtigten Experimente ausreichend. Ursachen für Effizienzeinbußen sind mechanische Instabilitäten bei der Laserdirektbelichtung und bisher unkontrollierte Prozesse beim Trocknungsvorgang nach dem Entwickeln.

Die Laserdirektbelichtung dreidimensionaler Mikrostrukturen in Photoresist birgt ein großes Anwendungspotential. Zum einen werden die bei der herkömmlichen Maskentechnologie möglichen Fehlerquellen vermieden, da nur ein Belichtungsverfahren notwendig ist. Zum anderen wird die Realisierung mehrstufiger oder kontinuierlicher Oberflächenprofile möglich, die mittels Maskentechnologie mit deutlich geringer Auflösung bzw. gar nicht realisiert werden können. Die Auflösung von Elektronenstrahlschreibern [134][135] liegt mit 25 nm zwar immer noch wesentlich unter dem des Laserschreibens, jedoch sind technologischer Aufwand und Kosten wesentlich höher. Besonders kleine Stückzahlen, wie sie für atomoptische Experimente benötigt werden, lassen sich schnell und flexibel mit der Laserdirektbelichtung produzieren.

3.4.5 Untersuchung der holographisch erzeugten Laserfelder

Die Modenprofile der holographisch erzeugten Lichtfelder wurden an verschiedenen Positionen entlang der Strahlausbreitung vermessen. In der Strahltaille des Lichtfeldes wurde das Profil mit einer kreisförmigen Lochblende von $16 \mu\text{m}$ Durchmesser abgetastet. Die Lochblende wurde mit einem Schrittmotor mit einer Auflösung von $1.6 \mu\text{m}$ durch das TEM_{01}^* -Profil gefahren und die transmittierte Leistung mit einer Photodiode gemessen. Die Auflösung ist nur durch die Genau-

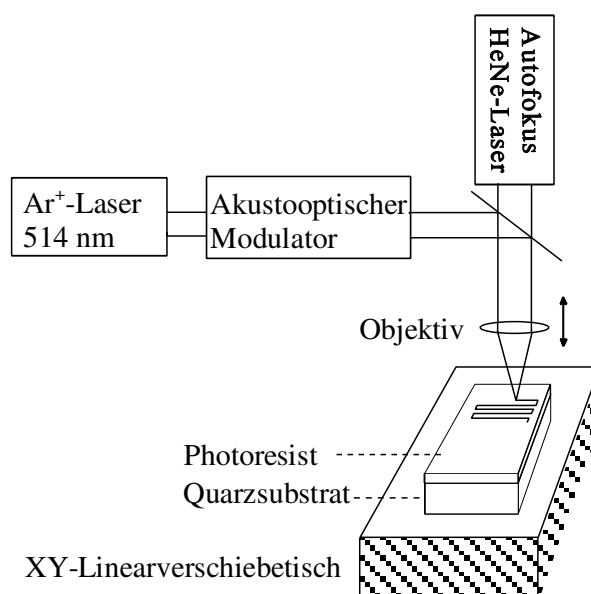


Abb. 3.16 Aufbau zur Laserdirektbelichtung computergenerierter Phasenhologramme

igkeit des Schrittmotors begrenzt, wie eine Entfaltung der gemessenen Profile mit der Blendenfunktion zeigt. Ein typisches in der Strahltaile gemessenes TEM_{01}^* - Profil, ist in Abb. 3.18 dargestellt. Mit Strahlprofilen dieser Art wurden die in Kapitel fünf und sechs vorgestellten Experimente zur Fokussierung und Kühlung im TEM_{01}^* -Dipolpotential durchgeführt. Die Abb. 3.19 und 3.20 zeigen Strahlprofile auf verschiedenen Seiten der Strahltaile. Diese Profile wurden mit einer CCD-Kamera mit einer Pixelgröße von $17 \mu\text{m}$ aufgenommen. Die Positionen der gemessenen Strahlprofile sind der Abb. 3.17 zu entnehmen. Die gute Qualität des Strahlprofils im Einfangbereich der Fokussierung am Lochspiegel des TEM_{01}^* -Laserstrahls zeigt die Abb. 3.19. Auf der Strecke zwischen Einfangbereich und Strahltaile bleibt das TEM_{01}^* -förmige Strahlprofil erhalten. Den Einfluß der Interferenzen zwischen den verschiedenen im Lichtfeld enthaltenen $TEM_{p,1}$ - Moden wird in Abb. 3.20 deutlich. Hier wurde das Strahlprofil 10 cm hinter der Strahltaile und damit hinter dem Fokussierungsbereich (s. Abb. 3.17 und Abb. 3.21) gemessen. Bis auf einen sehr schmalen und steilen Einschnitt in der Mitte hat sich das Strahlprofil weitestgehend dem TEM_{00} -Profil angenähert. Durch eine geschickte Wahl der Hologrammposition kann der Bereich der Strahlpropagation, in dem dieser Effekt auftritt,

hinter die Experimentierzone verlegt werden. Zusammenfassend wurden im Rahmen dieser Arbeit die notwendigen Voraussetzungen erarbeitet, TEM_{01}^* -förmige Lichtfelder effizient und

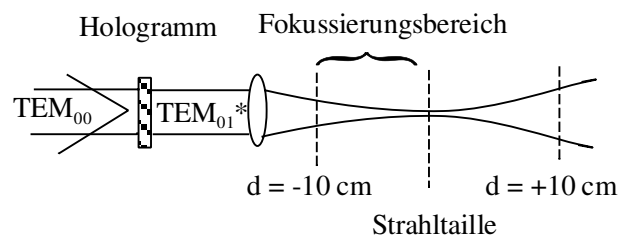


Abb. 3.17 Positionen der gemessenen Strahlprofile in Abb. 3.18-3.20.

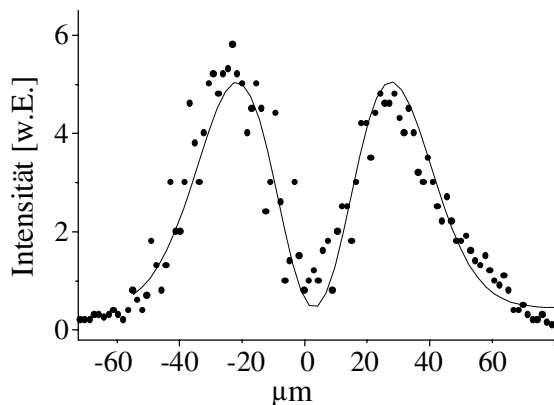


Abb. 3.18 Strahlprofil in der Strahltaile des holographisch erzeugten Lichtfeldes. Das gemessene Profil (Punkte) entspricht weitestgehend der Idealform (Linie). Strahltaile $w = 40 \mu\text{m}$.

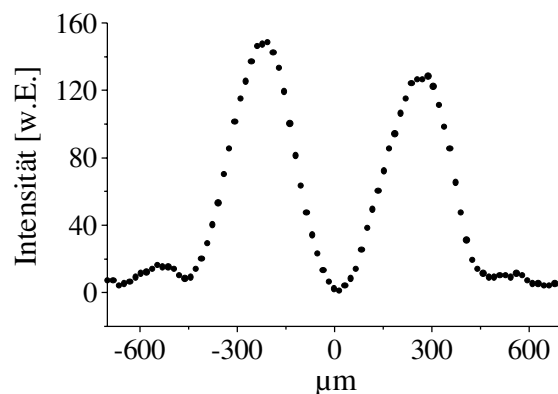


Abb. 3.19 Strahlprofil des holographisch erzeugten Lichtfeldes an der Position $d = -10 \text{ cm}$ vor der Strahltaile. In diesem Bereich findet der Einfang der Atome statt.

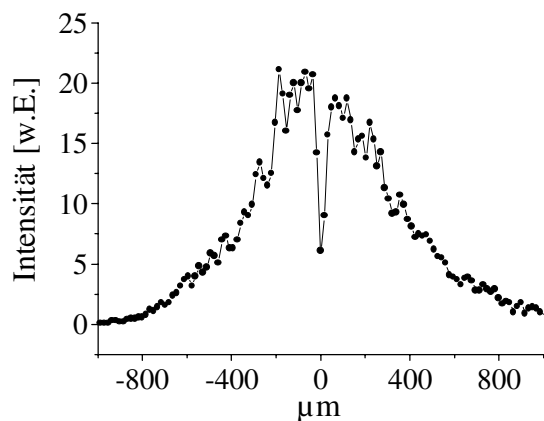


Abb. 3.20 Profil des holographisch erzeugten Lichtfeldes bei $d = 11$ cm hinter der Strahltaile außerhalb des Fokussierungsbereiches (s. Abb. 3.17). Aufgrund der Interferenz der $TEM_{p,l=1}$ Moden verändert sich das Strahlprofil deutlich.

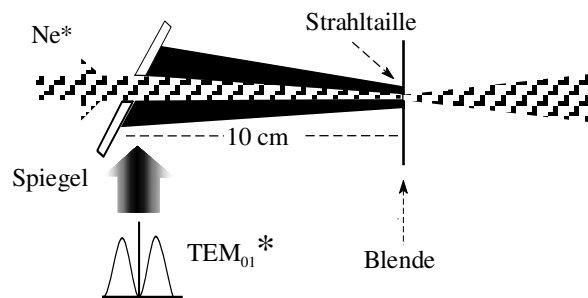


Abb. 3.21 Schematischer Aufbau der Fokussierung im TEM_{01}^* -Mode. Die Atome gelangen durch die Öffnung eines Spiegels und werden mit dem TEM_{01}^* -Laserstrahl überlappt. Die Abb. 3.19 zeigt das Intensitätsprofil im Einfangbereich der Fokussierung am Spiegel.

stabil zur Verfügung zu stellen. Die dabei gewonnenen technologischen Erfahrungen sind über die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente hinaus von Bedeutung.

Kap. 4 Polarisationsgradientenkühlen in starken Magnetfeldern

Seit dem ersten Auffinden der Polarisationsgradientenmechanismen [136][137] ist der Einfluß von Magnetfeldern Gegenstand experimenteller [138-142] und theoretischer Untersuchungen [143][144][145]. Motivation dieser Untersuchungen ist das Verständnis der Sub-Doppler Phänomene in magnetooptischen Fallen mit dem Ziel, optimale Parameter für Magnetfeldgradienten, Laserleistung und Laserverstimmung zu finden, die eine Maximierung der Phasenraum-dichte gespeicherter atomarer Ensembles ermöglichen.

Die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit zum Sub-Dopplerkühlen in einer zweidimensionalen magnetooptischen Umlenkmelasse dienen der Steigerung der atomaren Flußdichte, um eine möglichst brillante Strahlquelle für die Experimente zum Fokussieren und Kühlen in einem TEM_{01}^* -Mode zu präparieren. Dabei wurden erstmals Geschwindigkeitsbreiten nahe der Photonenrückstoßgrenze in einer 2D-magnetooptischen Melasse erreicht. Die dazu notwendigen kleinen Laserverstimmungen sind unüblich und nicht mit der bisherigen Sub-Dopplertheorie in Einklang zu bringen.

Im Hinblick auf die Untersuchungen zum Polarisationsgradientenkühlen in starken Dipolpotentialen und in hohen Magnetfeldgradienten werden, nach einer Diskussion der Laserkühlung unter thermodynamischen Aspekten, die grundlegenden Prinzipien des Polarisationsgradientenkühlens erläutert. Zur Vertiefung des Verständnisses der experimentellen Ergebnisse, wird eine theoretische Untersuchungen zum Einfluß von Magnetfeldern auf die Polarisationsgradientenkühlung vorgestellt. Die anschließende experimentelle Untersuchung geht zunächst auf die besondere Dynamik in einer zweidimensionalen magnetooptischen Umlenkmelasse ein und schließt mit der Analyse der Ergebnisse zum Sub-Dopplerkühlen in hohen Magnetfeldgradienten.

4.1 Laserkühlung und Thermodynamik

Die Reduzierung der Temperatur eines atomaren Ensembles wird als Kühlen bezeichnet. Die Temperatur ist als eine thermodynamische Zustandsgröße nur im thermischen Gleichgewicht definiert. Voraussetzung für ein thermisches Gleichgewicht ist eine das Gleichgewicht vermittelnde Wechselwirkung der Atome mit einem Wärmereservoir oder einem anderen Gleichgewichtssystem. Dabei sind im thermischen Gleichgewicht die Energieflüsse in beide Richtungen Null. In den in dieser Arbeit untersuchten metastabilen Edelgasensemble kann ein Gleichgewicht

nicht durch Stöße vermittelt werden, da ein Stoß die sofortige Abregung eines der beiden Stoßpartner zur Folge hat. Durch die Anwesenheit eines Kühllaserfeldes ist durch den Energieaustausch zwischen atomarem Ensemble und Laserfeld über die spontanen Prozesse eine Kopplung an ein externes Wärmereservoir gegeben. Das sich einstellende Gleichgewicht ist aber ein stationäres und kein thermodynamisches, da durch Heiz- und Kühlprozesse ein ständiger Energiefluß in beide Richtungen geschieht. Im stationären Gleichgewicht der Laserkühlung ist die Heizrate gerade gleich der Kühlrate. Trotzdem kann gezeigt werden, daß die Lösung einer Fokker-Planck Gleichung für ein System, auf das eine zur Geschwindigkeit proportionale Reibungskraft wirkt und das durch ein geschwindigkeitsunabhängiges Rauschen (spontane Emission) beeinflußt wird, eine Maxwell-Boltzmann Verteilung ist [146][84]. In diesem Sinne ist der Temperaturbegriff gerechtfertigt. Die Meßgröße zur Charakterisierung der Kühleffizienz in der Laserkühlung ist die Geschwindigkeitsbreite. In der Literatur und auch in diesem Kapitel wird jedoch auch die Temperatur gemäß des Zusammenhanges :

$$\frac{1}{2}m\sigma_v^2 = \frac{1}{2}kT \quad (4.1)$$

als ein äquivalenter Ausdruck für die Geschwindigkeitsbreite σ_v verwendet.

4.1.1 Kriterien für erfolgreiches Laserkühlen

In atomoptischen Anwendungen werden Laserkühlmechanismen mit dem Ziel angewandt, durch Reduktion der Energie eines atomaren Ensembles die Phasenraumdichte zu erhöhen. Daher dient auch in dieser Arbeit die Erhöhung der Flußdichte im Atomstrahl als Kriterium für erfolgreiches Kühlen. In der vorgestellten experimentellen Anordnung wird der atomare Fluß mittels einer aus einzelnen Kanälen bestehenden MCP gemessen. Da die Intensitätswerte des MCP/Kamerasystems eine Meßgröße für die atomare Flußdichte im Atomstrahl darstellen, kann eine Erhöhung des Maximums der Ortsverteilung auf der MCP als Kriterium für Kühlung angewendet werden. Mehr Atome pro MCP-Kanal bedeuten dabei mehr Atome in einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse. Eine reduzierte Breite der Geschwindigkeitsverteilung kann auch durch Verlusteffekte höherer Geschwindigkeitsklassen hervorgerufen werden, und ist daher allein betrachtet kein ausreichendes Kriterium für effizientes Kühlen.

4.2 Grundlagen der Polarisationsgradientenkühlung

Die Grenztemperatur von Laserkühlmechanismen ergibt sich aus dem Verhältnis von Diffusionskoeffizienten und Reibungskoeffizienten. Dieses Verhältnis ist nach einem Theorem [147] proportional zur internen Relaxationsrate eines Atoms. In einem Mehrniveausystem ist die optische Umpumprate zwischen den magnetischen Grundzuständen Γ' kleiner als die zur Linienbreite Γ proportionale Streurrate eines Zwei-Niveauatoms. Daher können Kühlmechanismen, die auf einer Mehrniveaustuktur basieren, wie das Polarisationsgradientenkühlen tiefere Grenztemperaturen erreichen als das Dopplerkühlen.

Durch Polarisationsgradientenkühlen konnte 1988 erstmals das Dopplerlimit der Laserkühlung unterboten werden. Es wird zwischen zwei verschiedenen Mechanismen anhand der Polarisation der Laserstrahlen unterschieden: dem $\text{lin}_{\perp}\text{-lin}$ -Kühlen (auch: Sisyphuskühlen) und dem $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlen. Voraussetzung für beide Mechanismen ist ein geschlossener $J \rightarrow J+1$ Übergang. Für das $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlen muß zusätzlich noch $J \geq 1$ erfüllt sein. Mit dem $J = 2 \rightarrow J = 3$ Übergang bei 640 nm steht im metastabilen Neon ein geeigneter Übergang zur Verfügung.

Der Gradient der Polarisationsgradientenkräfte ist in der Nähe des Geschwindigkeitsregelungspunktes wesentlich größer als der Dopplerkräfte, woraus sich eine wesentlich größere Dämpfungskonstante ergibt. Die Ursache der Reibungskraft liegt in beiden Mechanismen darin, daß der interne atomare Zustand den Veränderungen des Laserfeldes nicht adiabatisch folgen kann. Wird eine bestimmte Geschwindigkeit (abhängig von Leistung und Verstimmung) unterschritten, kann der atomare Zustand sich auf die Veränderung einstellen, und die Reibungskraft geht gegen Null [136]. Der Geschwindigkeitseinfangbereich der Sub-Dopplerkräfte hängt von Laserleistung und Laserverstimmung ab und kann bis an das Dopplerlimit heranreichen. Die neue untere Grenzenergie dieser Kühlprozesse ist die Photonenrückstoßenergie.

Die im folgenden anhand von eindimensionalen Laserkonfigurationen dargestellten Grundlagen des Polarisationsgradientenkühlens basieren auf einer semiklassischen Darstellung. Auf die Besonderheiten der Kühlmechanismen in zwei Dimensionen wird in Kap. 6.2 eingegangen.

4.2.1 Kühlung in einer $\text{lin}_{\perp}\text{-lin}$ polarisierten Stehwelle

- *Sisyphus-Kühlen* -

Werden zwei antikollinear verlaufende Lichtwellen gleicher Frequenz und Amplitude mit orthogonalen linearen Polarisierungen überlagert, so entsteht ein Lichtfeld dessen Polarisation im Abstand von $\lambda/8$ zwischen linearer und zirkularer Polarisation (s. Abb. 4.1) wechselt. In diesem

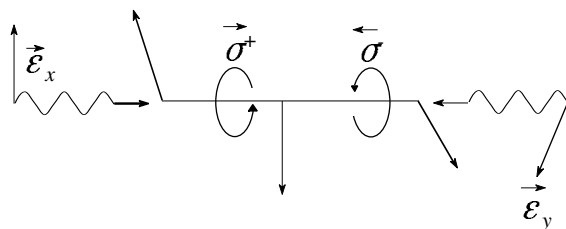


Abb. 4.1 Laserfeld für das Sisyphuskühlschema

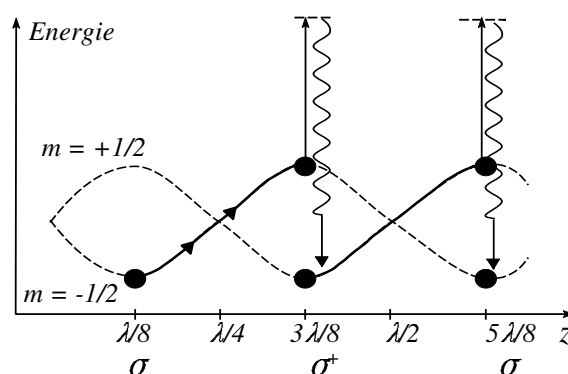


Abb. 4.2 Sisyphuskühlschema

Lichtfeld koppeln die Grundzustandsniveaus eines Atoms ($J = 1/2 \rightarrow J = 1/2$ Modellsystem) aufgrund der zustandsabhängigen Clebsch-Gordan Koeffizienten unterschiedlich stark an das Lichtfeld an. Daraus ergibt sich eine Modulation der Grundzustandspotentiale wie in Abb. 4.2 dargestellt. Die Energieverschiebung und damit die Besetzung der beiden Grundzustandniveaus wechselt periodisch mit dem Ort. Ein bewegtes Atom kann sich aufgrund der benötigten Umpumpzeit τ_p zwischen den beiden Grundzuständen nicht sofort auf die Gleichgewichtsverhältnisse längs seines Weges einstellen. Jeweils an den Punkten zirkularer Polarisation ist die Wahrscheinlichkeit für eine Anregung des Atoms am größten. Atome in einem bestimmten Geschwindigkeitsbereich laufen öfter den Potentialberg hoch als hinunter. Durch einen spontanen Prozess auf einem Potentialberg wechselt das Atom in ein magnetisches Unterniveau, das an dieser Stelle eine Potentialsenke hat und verliert mit dem spontan emittierten Photon die Differenzenergie.

4.2.2 Kühlung in einer $\sigma^+ \sigma^-$ polarisierten Stehwelle

Werden zwei Lichtwellen mit entgegengesetzter zirkularer Polarisation überlagert, so entsteht ein Lichtfeld mit rotierender linearer Polarisation, das eine Periode von λ aufweist (s. Abb. 4.3). Da in dieser Lichtfeldkonfiguration die Grundzustandsniveaus immer im gleichem Maße durch das AC-Stark-Potential abgesenkt werden, kann der oben beschriebene Sisyphuskühlmechanismus hier nicht wirksam sein. Ursache für die Sub-Dopplerkräfte ist ein bewegungsinduziertes Besetzungsungleichgewicht der magnetischen Unterzustände. Dadurch streut das Atom mehr Photonen aus dem

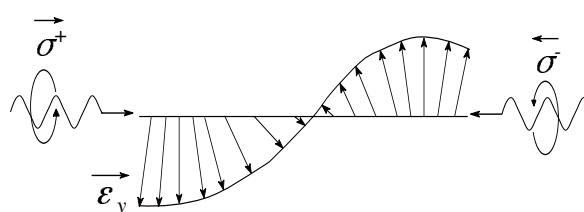


Abb. 4.3 Laserfeld für das $\sigma^+ \sigma^-$ -Kühlschema

jeweils entgegenlaufenden Laserstrahl. Im Gegensatz zum Sisyphusmechanismus, bei dem die durch induzierte Prozesse hervorgerufenen AC-Stark-Potentiale eine große Rolle spielen, wird der $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlmechanismus von der Spontankraft dominiert. Bewegt sich das Atom, dreht sich im atomaren Bezugssystem die Polarisationsrichtung des Lichtfeldes. Das induzierte Dipolmoment hängt der Anregung durch das Lichtfeld hinterher und aufgrund der Wechselwirkung von Lichtfeld und induziertem Dipol erfährt das Atom eine Kraft. In einem mitrotierenden Bezugssystem wirkt die Bewegung wie ein nichtadiabatischer Übergang, dessen Übergangsrates proportional zur Geschwindigkeit ist.

4.3 Einfluß von Magnetfeldern auf das Polarisationsgradientenkühlen

Bei der Betrachtung des Einflusses von Magnetfeldern auf das Polarisationsgradientenkühlen muß unterschieden werden ob die Magnetfelder longitudinal oder transversal zu den Laserfeldern ausgerichtet sind. Die Wechselwirkungsoperatoren von Atomen in den beiden Magnetfeldsituationen sind in [54] angegeben:

$$V_{B\parallel} = \sum_{\alpha=g,a} P_{\alpha} J_z g_{\alpha} \hbar\omega_{\parallel} \quad (4.2)$$

$$V_{B\perp} = \sum_{\alpha=g,a} P_{\alpha} g_{\alpha} \hbar\omega_{\perp} \frac{(J_+ + J_-)}{2} \quad (4.3)$$

$$J_{\pm}|m\rangle = \sqrt{J(J+1) - m(m\pm 1)} |m\pm 1\rangle \quad (4.4)$$

$P_{g,a}$ ist der Projektor auf den Grund- bzw. angeregten Zustand. Longitudinale Felder führen ausschließlich zu einer Verschiebung der Zeemanniveaus, wohingegen transversale Magnetfelder aufgrund der Larmorpräzession, Übergänge zwischen den magnetischen Unterzuständen induzieren können. Transversale Felder üben auf den Polarisationsgradientenkühlmechanismus einen wesentlich stärkeren Einfluß aus als die longitudinalen Felder. Durch magnetfeldinduzierte Übergänge kann ein Atom von einer aufsteigenden Potentialflanke in einen magnetischen Unterzustand mit abfallender Potentialflanke hinüberwechseln, was einem Heizprozess entspricht. Der Einfluß transversaler und longitudina-

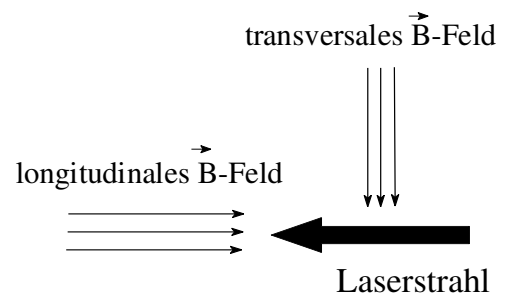


Abb. 4.4 Longitudinales und transversales Magnetfeld.

ler Magnetfelder wurde im Rahmen einer Dissertation für das $\sigma^+\sigma^-$ -Schema theoretisch untersucht [148]. Im eindimensionalen Fall wurden für metastabile Neonatome auf dem $J=2 \rightarrow J=3$ Übergang bei $\lambda = 640$ nm die folgenden kritischen Magnetfeldwerte ermittelt, die die Kühl- effizienz stark beeinträchtigen sollten:

$$\begin{aligned} \text{longitudinale Felder:} & \quad B_{\text{krit}} = 3 \text{ G} \\ \text{transversale Felder:} & \quad B_{\text{krit}} = 0.3 \text{ G} \end{aligned}$$

Sowohl bei longitudinalen als auch bei transversalen Magnetfeldern kommt es bei beiden Kühl- mechanismen zu geschwindigkeitsselektiven Ramanübergängen, die zu Regelgeschwindigkeiten ungleich Null führen [149] und damit die Effizienz des Kühlens auf die Regelgeschwindigkeit $v = 0$ erheblich reduzieren.

Einfluß longitudinaler Magnetfelder

In der in dieser Arbeit untersuchten 2D-magne- tooptischen Melasse werden die Laserfelder ent- lang der Achsen des Quadrupolfeldes einge- strahlt, daher dominiert der Einfluß longitudinaler Magnetfelder (s. Abb. 4.5). Die folgende theoretische Beschreibung des Einflusses longitudinaler Magnetfelder auf eine eindimensionale $\sigma^+\sigma^-$ -Me- lasse im Bild der Impulsfamilien [150][151] er- folgt in Anlehnung an eine Darstellung in [145]:

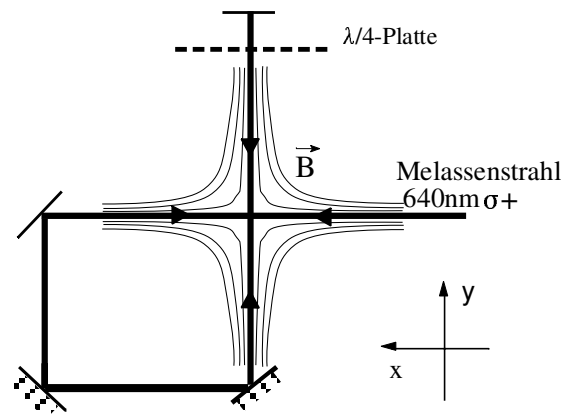


Abb. 4.5 Verlauf der 2D-Melassenlaser bezüg- lich des Quadrupolfeldes

Solange nur induzierte Prozesse betrachtet werden, erhält man eine Sammlung von Unter- zuständen, die geschlossene Systeme bilden, insbesondere dann, wenn man bei den magnetischen Unterzuständen den linearen Impuls als zusätzliche Quantenzahl mitnimmt. Das Familienbild eignet sich besonders für die Untersuchung von Bewegungen in Situationen, die invariant gegen Translationen im Ortsraum sind oder in eine solche transformiert werden können. Per Definition hat ein Zustand $|\alpha, m_\alpha, p\rangle$ (mit $\alpha = g, a \triangleq$ Grund- angeregter Zustand den Impuls:

$$\hat{P}|\alpha, m_\alpha, p\rangle = (p + m_\alpha \hbar k)|\alpha, m_\alpha, p\rangle \quad (4.5)$$

Der gesamte Hamiltonoperator im Familienbild lautet:

$$\hat{H}_{fam} = |\alpha, m_\alpha, p\rangle \frac{p^2}{2M} \langle \alpha, m_\alpha, p| + \hat{H}_{intern} + \hat{H}_{AL} \quad (4.6)$$

Der Wechselwirkungsoperator zwischen Atom und Lichtfeld: $\hat{H}_{AL} = -\hat{d}\vec{E}$ (4.7)

hat keinen Einfluß auf den Impuls einer Familie, da der Impulsübertrag der Laserstrahlung auf das Atom bereits in der Notation des Familienbildes enthalten ist. Die mittlere kinetische Energie wird von der Impulsfamilie separiert und der Unterschied in der kinetischen Energie zwischen den Familien in den internen Energieoperator H_{intern} integriert:

$$\hat{H}_{\text{intern}}|\alpha, m_\alpha, p\rangle = \left(-\hbar\Delta\delta_{\alpha,g} + \frac{m_\alpha \hbar k p}{M} + \frac{(m_\alpha \hbar k)^2}{2M} \right) |\alpha, m_\alpha, p\rangle \quad (4.8)$$

$\delta_{g,a}$ ist das Kroneckersymbol; g, a bezeichnen Grundzustand und angeregten Zustand.

Im Impulsfamilienbild ist die Entartung der Zeemangrundzustände auch ohne Magnetfeld aufgehoben. Durch die Wechselwirkung mit einem longitudinalen Magnetfeld können die Zeemanzustände wieder entarten. Der Wechselwirkungsoperator für das Magnetfeld lautet:

$$\hat{H}_{\text{mag}}|\alpha, m_\alpha, p\rangle = m_\alpha g_\alpha \mu_B B |\alpha, m_\alpha, p\rangle \quad \alpha = g, a \quad (4.9)$$

Für den Fall, daß die Landéschen g -Faktoren für den Grund- und angeregten Zustand gleich sind, kann durch eine Neudefinition des Familienimpulses $p' = p - p_B$ der Einfluß des Magnetfeldes unter Vernachlässigung des quadratischen Terms $(m_\alpha \hbar k)^2/(2M)$ kompensiert werden:

$$\frac{m_\alpha \hbar k p'}{M} + m_\alpha g_\alpha \mu_B B = \frac{m_\alpha \hbar k p}{M} - \frac{m_\alpha \hbar k p_B}{M} + m_\alpha g_\alpha \mu_B B = \frac{m_\alpha \hbar k p}{M} \quad (4.10)$$

Alle magnetischen Unterzustände entarten beim gleichen Impuls p_B . In einem Bezugssystem, das sich mit der Geschwindigkeit v_B bewegt ergibt sich somit exakt die gleiche Impulsverteilung wie ohne Einfluß eines Magnetfeldes im Laborsystem mit $v = 0$. Für Atome mit normalem Zeemaneffekt ergibt sich in einer eindimensionalen optischen Melasse unter Einfluß eines Magnetfeldes eine um die Geschwindigkeit v_B zentrierte Geschwindigkeitsverteilung, die dieselbe Breite hat wie die ohne Magnetfeld. Im Falle des anomalen Zeemaneffektes, $g_g \neq g_a$ ist diese Transformation nicht mehr möglich, da die magnetischen Grundzustände und die angeregten Zustände für unterschiedliche Geschwindigkeiten entarten. Als Folge davon regeln Doppler-

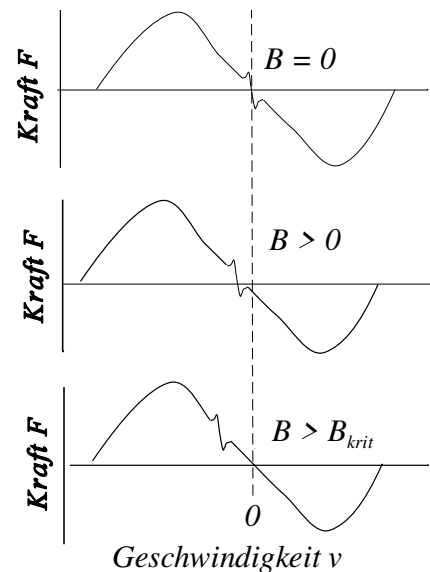


Abb. 4.6 Verschiebung der Geschwindigkeitsregelpunkte von Doppler- und Sub-Dopplerkühlkräften.

und Polarisationsgradientenkräfte auf unterschiedliche Geschwindigkeiten v_D und v_{Pg} :

$$v_D = -g_a \frac{\mu_B}{\hbar k} B \quad (4.11)$$

$$v_{Pg} = -g_s \frac{\mu_B}{\hbar k} B \quad (4.12)$$

Für größer werdende Magnetfelder verschieben sich die Regelpunkte der Dopplerkraft und der Sub-Dopplerkraft gegeneinander. Der Regelpunkt der Sub-Dopplerkraft verschiebt sich in die Flanke des Dopplerkraftprofils, was zu einem asymmetrischen Sub-Dopplerkraftprofil und damit zur Abschwächung der Sub-Dopplerkraft führt. Ab einem kritischen Magnetfeldbetrag verschiebt sich der Regelpunkt der Sub-Dopplerkraft soweit in die Flanke der Dopplerkraft, daß die Sub-Dopplerkräfte die Dopplerkräfte nicht mehr ausgleichen können. Als Folge daraus ergibt sich eine Geschwindigkeitsverteilung mit einer Breite am Dopplerlimit.

Zusätzlich können in Anwesenheit von Magnetfeldern geschwindigkeitsselektive Ramanresonanzen auftreten, wie in [143] ausgeführt wird. Dabei können in Abhängigkeit von der Richtung des Magnetfeldes und der Polarisation der Lichtfelder mehrere Regelpunkte im Sub-Doppler Kraftprofil für von Null verschiedene Geschwindigkeiten auftreten (s. auch Kap. 6.3.1)

4.4 Dynamik einer zweidimensionalen magnetooptischen Umlenkmelasse

Die Endtemperatur und der Fluß der in dieser Arbeit untersuchten 2D-magnetooptischen Umlenkmelasse sind das Resultat der Vorgänge beim Einfang, bei der Umlenkung, der Kompression und der Polarisationsgradientenkühlung in der Umlenkmelasse. Das Verständnis des Zusammenwirkens dieser Bereiche ist notwendig für einen effizienten Betrieb und bildet die Basis für die in Kapitel 4.5 angegebene experimentelle Untersuchung der Polarisationsgradientenkühlung in starken Magnetfeldern. Der experimentelle Aufbau und die angewandten experimentellen Methoden zur Charakterisierung des Atomstrahls wurden bereits in Kapitel 3 erläutert. Die Wechselwirkungszone der Um-

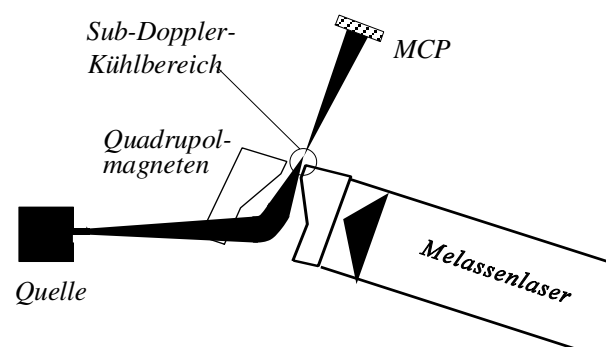


Abb. 4.7 Kühlen in starken Magnetfeldern: Am Ende der 2D-magnetooptischen Melasse erreichen die Atome den Geschwindigkeitseinfangbereich von Polarisationsgradientenkräften. Am Rand des Melassenlichtfeldes hat die Intensität des Lichtfeldes für Sub-Dopplerkühlung geeignete, niedrige Werte.

lenkmelasse läßt sich in drei Abschnitte unterteilen: in den Einfangbereich, den Doppler-Kühlbereich und den Endbereich in dem Sub-Doppler Kühlkräfte auf die Atome wirken. Die Länge der Wechselwirkungszone ist durch die Länge der Permanentmagneten (55 mm) bestimmt. In den ersten 15 mm werden die Atome auf die Magnetfeldachse konzentriert und gleichzeitig umgelenkt. Die zweite Zone von ca. 35-40 mm Länge ist eine 2D-magneto-optische Kompressionszone [152][153], die die Atome auf FWHM = 100 μm komprimiert und bis ans Dopplerlimit kühlt. Auf den letzten Millimetern der Wechselwirkungszone erreichen die Atome den Geschwindigkeitseinfangbereich v_c von Sub-Doppler-Kühlkräften, die auf den Polarisationsgradienten der $\sigma^+\sigma^-$ polarisierten Laserstrahlpaaren basieren. Für nahezu alle untersuchten Laserverstimmungen und Sättigungen war der Sub-Dopplereinfangbereich größer gleich der Geschwindigkeit am Dopplerlimit ($v_D = 0.3 \text{ m/s}$). Dies wurde anhand des folgenden Ausdruckes [154], der für den $J = 2 \rightarrow J = 3$ Übergang im metastabilen Neon und den $\sigma^+\sigma^-$ Kühlmechanismus gültig ist, verifiziert:

$$kv_c = \frac{s_0}{6.5} \sqrt{\Delta^2 + 0.3\Gamma^2} \quad (4.13)$$

Im experimentellen Aufbau ist sichergestellt, daß die Laserfelder bündig mit den Permanentmagneten enden. Da die Magnetfelder am Ende der Permanentmagneten stark divergieren, können Magnetfeldkomponenten transversal zu den Lichtfeldern auftreten und die Sub-Dopplerkräfte stark (s.o.) abschwächen oder zerstören (was im Experiment auch beobachtet wurde). Schirmt man andererseits die letzten 3 mm des Lichtfeldes innerhalb der Permanentmagneten vom Ende her ab, steigt die transversale Temperatur innerhalb der ersten zwei Millimeter langsam aber auf dem dritten Millimeter sehr steil bis ans Dopplerlimit an. Der Strecke von 3 mm entspricht eine Wechselwirkungszeit von 120 μs , die für ein effizientes Sub-Dopplerkühlen ausreichen sollte. Eine Berechnung der Zeitentwicklung der Geschwindigkeitsverteilung in einer 1D optischen Melasse ($\sigma^+\sigma^-$ Anordnung) für metastabile Neonatome [148] ergibt eine Dämpfungszeit von 10 μs , die in derselben Größenordnung liegt wie die Dämpfungszeit von 43 μs in einer 3D $\sigma^+\sigma^-$ Melasse für Cäsium Atome [141]. Diese theoretischen und experimentellen Ergebnisse zeigen, daß die Wechselwirkungszeit für eine effiziente Polarisationsgradientenkühlung gerade ausreichend ist.

Die komplexe Dynamik der 2D-MOM wird in Abb.4.8 anhand von sechs CCD-Bildern für eine konstante Laserverstimmung $\Delta = -\Gamma/2$ exemplarisch dargestellt. Von links oben nach rechts unten wurde die Leistung reduziert, so daß in der Dopplerkompressionszone die Sättigung von $S_0 = 5$ auf $S_0 = 0.25$ abnahm. In einer magneto-optischen Kompressionszone führen die Atome ge-

dämpfte Schwingungen um die Quadrupolachse aus. Die ersten beiden Bilder (Abb.4.8 a,b) zeigen eine ringförmige Struktur des Atomstrahls, wobei die magnetische Quadrupolachse im Zentrum des Ringes liegt. Diese Struktur hat ihren Ursprung in Oszillationen der Atome mit großer Amplitude um die Quadrupolachse bis zum Ende der 2D-MOM. Für die eingestellten Sättigungs- und Verstimmungs-werte ist die Dämpfungszeit zu lang, als daß Dopplerkräfte eine Dämpfung der transversalen Geschwindigkeit erreichen könnten. Die Atome oszillieren mit einer nicht vernachlässigbaren Amplitude um die Quadrupolachse und verlassen somit die 2D-MOM mit einer fixen Winkelverteilung. Diese Beobachtungen stehen im Einklang mit den semiklassischen Berechnungen in [136]. In den nächsten beiden Bildern (Abb.4.8 c,d) führt die reduzierte Sättigung in der Kompressionszone zu einer Abnahme der Dämpfungszeit für die Dopplerkompression, so daß mehr und mehr Atome den Geschwindigkeitseinfangbereich von Sub-Dopplerkräften erreichen. In den letzten beiden Bildern (4.8 e,f) ist die Sättigung für eine effiziente Sub-Dopplerkühlung zu niedrig.

Eine typische transversale Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls für eine Vertimmung der Melassenlaser von $\Delta = -3.5\Gamma$ zeigt die Abb. 4.9. Die Geschwindig-

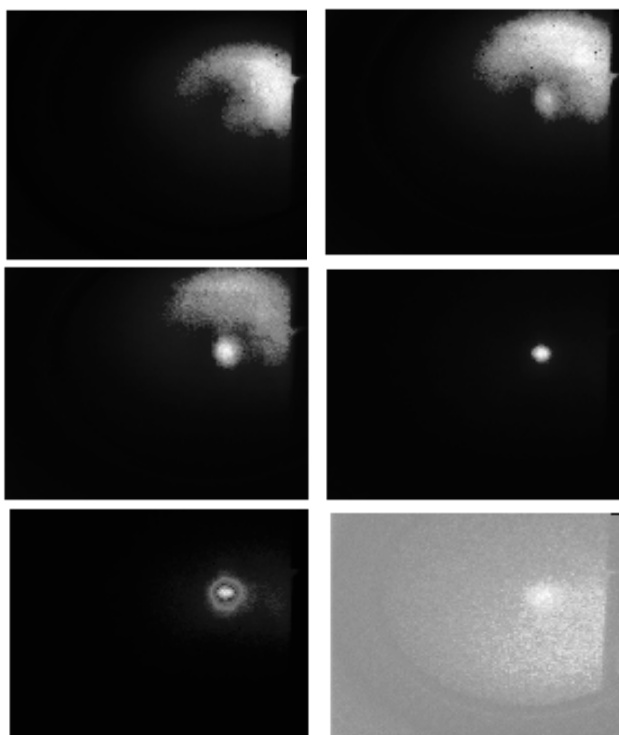


Abb. 4.8 Dynamik in einer 2D-Kompressionszone: CCD-Bilder des Atomstrahls. Verstimmung in allen Bildern $\Delta = -\Gamma/2$. Von links oben nach rechts unten nimmt die Laserleistung ab. Mit abnehmender Sättigung können Sub-Dopplerkräfte wirken, so daß auf der Achse des Quadrupolfeldes eine ultrakalte atomare Verteilung entsteht. Unten rechts ist die Sättigung für eine effiziente Sub-Dopplerkühlung zu klein.

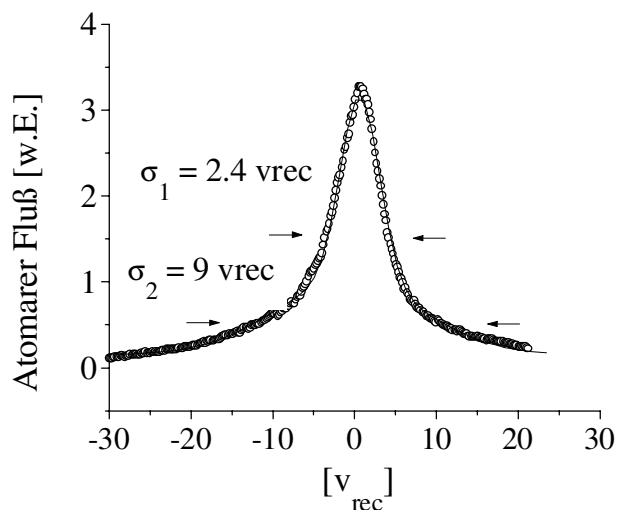


Abb. 4.9 Transversale Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls hinter der 2D-MOT in der Vertikalen. Verstimmung der Melassenstrahlen $\Delta = -3.5\Gamma$. Sättigung im Endbereich der 2D-MOM: $S = (I/I_{\text{sat}})(1/(1+4(\Delta/\Gamma)^2)) = 0.04$.

keitsverteilung setzt sich aus einer schmalen ($\sigma_1 = 2.4 v_{\text{rec}}$) und einer breiteren ($\sigma_2 = 9 v_{\text{rec}}$) Gaußverteilung am Dopplerlimit für $\Delta = -\Gamma/2$ zusammen. Die Grenztemperatur für $\Delta = -3.5\Gamma$ ist jedoch ca. 3.5 mal höher als am $\Gamma/2$ -Dopplerlimit. Dies kann durch die Beeinträchtigung des Sub-Dopplermechanismus durch die mit zunehmenden Abstand von der Quadrupolachse wachsenden Magnetfelder erklärt werden. Die Atome in der breiteren Verteilung befinden sich im Mittel bei höheren Magnetfeldern innerhalb der 2D-MOM in größerer Entfernung von der Achse.

Die horizontalen Geschwindigkeitsverteilungen sind in typischen Messungen um 20% - 35% breiter als die vertikalen Verteilungen. Die horizontale Dimension unterscheidet sich durch den Umlenkprozess, von der vertikalen. Dadurch ist bereits die Verteilung am Beginn der 2D-MOM in der horizontalen Dimension breiter als in der vertikalen. Am Ende der 2D-MOM gelangen in der vertikalen Dimension mehr Atome in den Einfangbereich der Sub-Dopplerkräfte. Darüber hinaus ist die vorhandene Wechselwirkungszeit von ca. 120 μs nicht ausreichend, um auch schnellere Atome bis auf die prinzipielle Endtemperatur zu kühlen.

Der Anteil der Atome in der schmalen Sub-Dopplerverteilung liegt in Abhängigkeit von Laserleistung und Laserverstimmung zwischen 20% und 40% der gesamten Verteilung.

Die beobachtete Doppelgaußstruktur ist typisch für Polarisationsgradientenkühlen in magnetooptischen Melassen. Im freien Raum wird im Gleichgewicht eine einfache Gaußverteilung beobachtet. Nahe der magnetischen Quadrupolachse sind die magnetischen Felder niedrig genug, um eine effiziente Sub-Doppler Kühlung zu ermöglichen. Durch den ansteigenden Magnetfeldgradienten werden in größeren Abständen von der Achse die oben angegebenen kritischen Magnetfeldwerte überschritten.

4.5 Untersuchung der Polarisationsgradientenkühlung in einer zweidimensionalen magnetooptischen Melasse

Das beobachtete Verhalten der Sub-Dopplerkühlung ist nicht für alle Parameterbereiche im Einklang mit der meist angewandten 1D-Standardtheorie [136]. Um einen Vergleich der Ergebnisse mit dieser Theorie zu ermöglichen, wird zunächst verifiziert, daß die nach der Standardtheorie geforderten physikalischen Bedingungen für das Auftreten von Sub-Doppler Kühlung erfüllt sind. Für das Auftreten von $\sigma^+ - \sigma^-$ Polarisationsgradientenkühlen müssen einige Bedingungen erfüllt sein. Zunächst muß die optische Umpumpzeit zwischen den magnetischen Unterniveaus größer sein als die Lebensdauer des angeregten Zustandes $\tau = 1/\Gamma$:

$$\tau_P \sim \frac{2\Delta^2}{S_0\Gamma^3} \quad (4.13)$$

In den letzten drei Millimetern der 2D-MOT, im Sub-Dopplerkühlbereich, ist diese Bedingung für alle Datenpunkte erfüllt außer für zwei Meßpunkte bei $\Delta = -\Gamma/2$ und Sättigungen von $S_0 = 0.82$ und $S_0 = 0.55$. Weiterhin dürfen die Magnetfelder transversal und longitudinal zu den Laserfeldern die oben angegebenen Werte von $B_{\text{trans}} = 0.3 \text{ G}$ und $B_{\text{long}} = 3 \text{ G}$ nicht überschreiten (s. Kap. 4.3). Da die Laserstrahlen entlang der Symmetrieachsen des Quadrupolfeldes eingestrahlt werden, dominieren innerhalb des Bereiches der Permanentmagneten longitudinale Magnetfelder. Am Ende der 2D-MOT wird aufgrund eines Gradienten von 350 G/cm der Wert von 3 G in einem Radius von $86 \mu\text{m}$ von der Quadrupolachse erreicht. Da der rms-Strahldurchmesser (gauß'sches Sigma) am Ende der Wechselwirkungszone $\sigma = 42 \mu\text{m}$ beträgt, ist unsere experimentelle Beobachtung in Einklang mit den Berechnungen. Das Ortsraumprofil der atomaren Verteilung wurde gemessen, indem eine scharfe Kante auf einem UHV-Schrittmotor (Auflösung $1.6 \mu\text{m}$) durch den Strahl gefahren wurde und der atomare Fluß gegen die Schrittmotorposition aufgetragen wurde. Die Ableitung dieser Kurve ergibt das Ortsraumprofil.

Trägt man die Temperatur gegen den AC-Stark-Parameter $\Omega^2/(\Delta\Gamma)$ auf, so ergeben sich charakteristische Kurven, die den Vergleich mit theoretischen Berechnungen und experimentellen Ergebnissen aus anderen Arbeitsgruppen ermöglichen (s. Abb. 4.10). Dabei bezeichnet Ω die Rabi-Frequenz des Lichtfeldes, Δ die Laserverstimmung und Γ die natürliche Linienbreite. Dieser Parameter ist proportional zum AC-Stark-Potential.

Nach der Standard 1D-Sub-Doppler-Theorie [136] erwartet man einen linearen Anstieg der Temperatur mit diesem Parameter. In mehreren Meßreihen wurde die Intensität des 2D-Melassenlichtes variiert, während

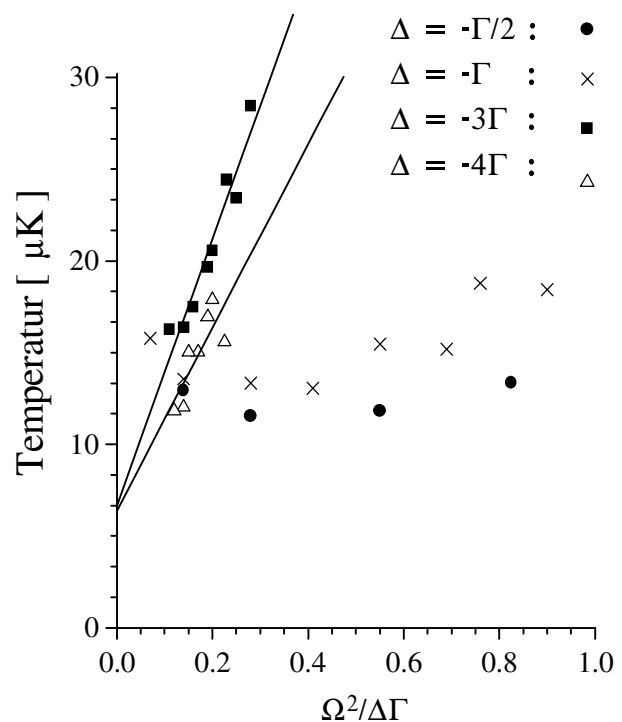


Abb. 4.10 Temperatur aufgetragen gegen den AC-Stark-Parameter $\Omega^2/\Delta\Gamma$. Für konstante Verstimmung wurde die Leistung variiert. Für $\Delta = 3\Gamma$, 4Γ zeigt sich die charakteristische lineare Abhängigkeit, für kleine Laserverstimmungen zeigt sich keine signifikante Variation. Die durchgezogenen Linien sind Regressionsgeraden. Die gemessenen Temperaturen für $\Delta = -\Gamma/2$ sind im Rahmen des Meßfehlers von 8% gleich.

die Laserverstimmung in einem Bereich von $-\Gamma/2$ bis -4Γ jeweils konstant gehalten wurde. Die Variation der Laserparameter betrifft den Einfangbereich, den Kompressionsbereich und den Sub-Dopplerkühlbereich. Die Parameter der drei Zonen wurden somit nicht unabhängig voneinander variiert. So konnten z.B. keine Meßwerte für eine Laserverstimmung von $\Delta < -4\Gamma$ aufgenommen werden, da in diesem Fall die Dopplerkräfte in der Kompressionszone zu schwach werden und eine ausreichende Vorkühlung des atomaren Ensembles nicht mehr möglich ist. Alle gemessenen Temperaturen liegen in einem schmalen Bereich zwischen $11 \mu\text{K}$ und $28 \mu\text{K}$, entsprechend transversalen Geschwindigkeiten im Bereich $2.0 v_{\text{rec}}$ und $3.7 v_{\text{rec}}$. Für Laserverstimmungen $\Delta = -3\Gamma$ und $\Delta = -4\Gamma$ fällt die Temperatur in Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage linear für AC-Stark-Parameter zwischen 0.07 und 0.4 ab. Eine Anpassungsgerade der Daten mit der Funktion:

$$\frac{k_B T}{\hbar \Gamma} = C_{\sigma+\sigma-} \frac{\Omega^2}{|\Delta| \Gamma} + C_0 \quad (4.14)$$

führt zu einer Steigung von $C_{\sigma+\sigma-} = 0.16 \pm 0.02$ für $\Delta = -3\Gamma$ und $C_{\sigma+\sigma-} = 0.11 \pm 0.04$ für $\Delta = -4\Gamma$. Die meisten systematischen Untersuchungen anderer Arbeitsgruppen zum Sub-Dopplerkühlen betreffen eindimensionale optische und nicht magnetooptische Melassen. Ein Vergleich wird weiterhin durch die Abhängigkeit der Effizienz des Kühlmechanismus vom atomaren Übergang erschwert. Als Anhaltspunkte können Werte von $C_{\sigma+\sigma-} = 0.56 \pm 0.03$ für $\Delta = -4\Gamma$ in einer dreidimensionalen magnetooptischen Melasse für Rb^{87} ($J = 2 \rightarrow J = 3$) [155] und $C_{\sigma+\sigma-} = 0.24 \pm 0.07$ für eine dreidimensionale Cäsiummelasse ($J = 4 \rightarrow J = 5$) betrachtet werden [141].

Bei $\Delta = -\Gamma/2$ und $-\Gamma$ ändern sich die Temperaturen über einen weiten Bereich des AC-Stark-Parameters nicht. Insbesondere wurden die tiefsten Temperaturen von $T = 11.5 \pm 0.92 \mu\text{K}$ für eine Laserverstimmung von nur $-\Gamma/2$ und einen AC-Stark-Parameter von 0.28 beobachtet, was nicht mit den bisherigen Berechnungen zur Sub-Dopplertheorie erklärbar ist.

4.6 Fazit und Diskussion

In einer zweidimensionalen magnetooptischen Umlenkmelasse wurden die tiefsten bisher in einer magnetooptischen Melasse gemessenen Temperaturen erreicht. Es zeigt sich, daß diese Temperaturen für unüblich kleine Laserverstimmungen erreicht werden. Darüber hinaus ist die beobachtete Abhängigkeit der Temperatur vom AC-Stark-Parameter weder mit der Standard 1D-Sub-Dopplertheorie[136] noch mit Quanten-Monte-Carlo Simulationen [156] in zwei und drei Dimensionen in Einklang zu bringen. 2D- und 3D Kühlkonfigurationen unterscheiden sich gegenüber 1D-Konfigurationen durch den zusätzlichen Parameter der Phase zwischen den

Stehwellenfeldern. Die Ergebnisse der Kühlung hängen kritisch von diesem Parameter ab. Da die Phase in der gegebenen experimentellen Anordnung fluktuiert, sind die Berechnungen in [156] nicht unmittelbar für dieses Experiment anwendbar, sie können jedoch als guter Anhaltspunkt dienen. Nach diesen Berechnungen für eine 3D $\sigma+\sigma$ - Kühlzone wird ein dramatischer Anstieg der Temperatur im Bereich kleiner Laserverstimmungen erwartet. Zudem liegen die Endtemperaturen um einen Faktor 3 höher als die in dieser Arbeit gemessenen Werte.

Vor einer weiteren Interpretation der Meßergebnisse sollen Fokussierungseffekte im magnetischen Quadrupolfeld (magnetisches Axikon) und adiabatisches Kühlen [157] der Atome im auslaufenden Gaußprofil des Kühlfeldes ausgeschlossen werden.

Ein magnetisches Axikon wurde in [158] realisiert. Dabei wurde beobachtet, daß gerade bei longitudinalen Geschwindigkeiten von $v = 20\text{-}30$ m/s, wie sie in der hier vorgestellten experimentellen Anordnungen vorliegen, der Fokus nur wenige Millimeter hinter dem Ausgang des Quadrupolfeldes liegt. Der Abstand der MCP zum Ende der 2D-MOT beträgt jedoch 33 cm. Des weiteren wurde die charakteristische $1/r$ -Einhüllende eines Axikonstrahlprofils bei den Ortsraumverteilungen der Atome auf der MCP nicht beobachtet. Insbesondere wird die Dynamik der Atome in der 2D-MOT von der Spontankraft eindeutig dominiert, die ca. drei Größenordnungen stärker ist als die magnetische Kraft bei einem Gradienten von 350 G/cm.

Adiabatisches Kühlen kann ausgeschlossen werden, da sich das AC-Stark-Potential des Lichtfeldes auf den letzten 3 mm der 2D-MOT nur um 15% ändert, was nicht ausreichend ist, um die beobachteten tiefen Temperaturen zu erklären. Zudem wird bei Vorliegen einer adiabatischen Kühlung keine abrupte Änderung der Temperatur in Abhängigkeit der Länge der Kühlzone erwartet.

Zur Interpretation der Meßergebnisse muß berücksichtigt werden, daß bei einer begrenzten Wechselwirkungszeit von $120 \mu\text{s}$ die beobachteten Endverteilungen von der Vorkühlung des atomaren Ensembles abhängen. Bei Wechselwirkungszeiten im Bereich von Millisekunden könnten die Dopplerkräfte, die noch nicht ausreichend vorgekühlten Atome in den Geschwindigkeitseinfangbereich hinunterkühlen. Die Vorkühlung in der zweidimensionalen magnetooptischen Melasse ist aber gerade für eine Laserverstimmung von $\Delta = -\Gamma/2$ besonders effizient. Für diese Verstimmung und die bei den tiefsten Temperaturen eingestellten Sättigungen im Kompressionsbereich der 2D-MOM ist gerade der aperiodische Grenzfall für die Oszillationsbewegung der Atome erreicht. Da die Dämpfungszeiten in diesem Fall die kürzest möglichen sind, erreichen besonders viele Atome zum frühestmöglichen Zeitpunkt den Geschwindigkeitseinfang-

bereich der Sub-Dopplerkräfte.

Dennoch sind mit den obigen Erläuterungen die tiefen Endtemperaturen bei $\Delta = -\Gamma/2$ und die Unabhängigkeit der Temperatur vom AC-Stark-Parameter nicht vollständig zu erklären.

Ähnliche Beobachtungen wurden von einer anderen Arbeitsgruppe [159] bei der Untersuchung des Polarisationsgradientenkühlens in einer Dimension an einem thermischen Natriumatomstrahl gemacht. Auch dort beobachtete man eine unüblich tiefe Temperatur bei einer Laserverstimmung von $\Delta = -0.6 \Gamma$, die einer Geschwindigkeitsbreite von $\sigma = 1.3 v_{\text{rec}}$ entspricht. Die Wechselwirkungszeit betrug mit $20 \mu\text{s}$ nur $1/6$ der in der hier vorgestellten Arbeit verfügbaren Wechselwirkungszeit. Die Autoren schließen adiabatische Effekte aus und führen ihre Beobachtungen auf ein transientes Regime zurück. Zur Klärung dieser Effekte in einem transienten Regime bedarf es weiterer Untersuchungen.

5. Führen und Fokussieren neutraler Atome in einem TEM_{01}^* Laserfeld

Die ultrakalte Strahlquelle metastabiler Neonatome, deren Präparation und Charakterisierung in den Kapiteln drei und vier erläutert wurde, bietet aufgrund der kleinen transversalen Geschwindigkeitsbreiten und der langsamen mittleren Geschwindigkeit hervorragende Voraussetzungen für eine effiziente Fokussierung neutraler Atome. Die durchgeführten Experimente sind durch die folgenden atomoptischen Anwendungen motiviert:

Einsatz zur Manipulation von Atomstrahlen und Präparation atomarer Ensembles

Der TEM_{01}^* -Mode kann als effizientes, flexibles Element zum Führen von Atomstrahlen eingesetzt werden. Insbesondere können Atomstrahlen fokussiert und damit die Dichte atomarer Ensembles um mehrere Größenordnungen erhöht werden. Durch die fokussierende Wirkung können, ausgehend von atomaren Ensembles mit Ausdehnungen im Millimeterbereich, Dipolfallen oder magnetische Fallen mit Durchmessern von einigen Mikrometern kontinuierlich und effizient geladen werden. Dabei dient der TEM_{01}^* -Mode der Anpassung der Ortsraumverteilungen der atomaren Ensembles.

Einsatz als Atomresonator

Durch das TEM_{01}^* -Laserfeld sind Speichergeometrien mit einer auflösbaren Modenstruktur im Bereich des Photonenrückstoßlimits und einer Rate spontaner Prozesse unter 1Hz realisierbar. Diese Atomresonatoren dienen als Ausgangspunkt für eine kontinuierliche kohärente Quelle neutraler Atome mit folgenden vorteilhaften Eigenschaften:

- I. Die Atome werden im positiv verstimmtten Dipolpotential im Intensitätsminimum gespeichert, was zu einer drastischen Reduzierung sowohl der Verluste durch spontane Prozesse als auch durch die Dipol-Dipol Wechselwirkung [160][161][162] führt. Somit lassen sich hohe Güten und lange Speicherzeiten ohne Kohärenzverlust [75] realisieren.
- II Die Energieniveaus des in paraxialer Näherung harmonischen Potentials sind äquidistant, wodurch die Spektroskopie und die Manipulation der Besetzungsverteilung eines zukünftigen Atomresonators wesentlich erleichtert wird.

Experimentelle Grundidee

Einem divergierenden Atomstrahl wird ein konvergenter blau verstimmtter TEM_{01}^* -Mode überlagert. Durch die repulsiven Dipolkräfte werden die Atome im Intensitätsminimum geführt und aufgrund des in Flugrichtung ansteigenden Dipolpotentials fokussiert. Im Fokus wird der TEM_{01}^* -Mode durch eine Blende abgeschnitten, so daß die Atome ihre transversale und longitudinale Geschwindigkeit unverändert beibehalten. Aus einer Messung der Ortsraumverteilung mittels einer Mikrokanalplatte in großem Abstand kann auf die Geschwindigkeitsverteilung im Fokus zurückgeschlossen werden.

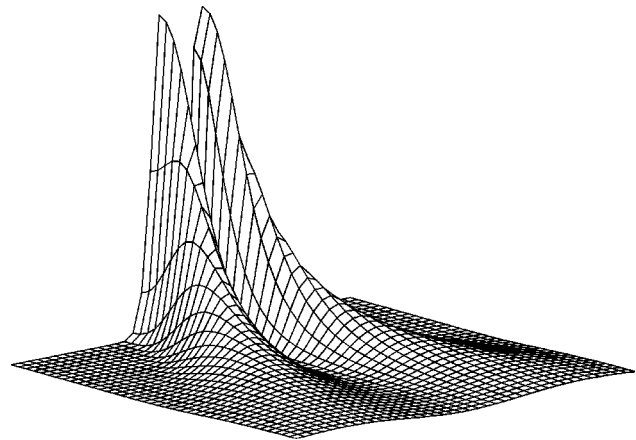
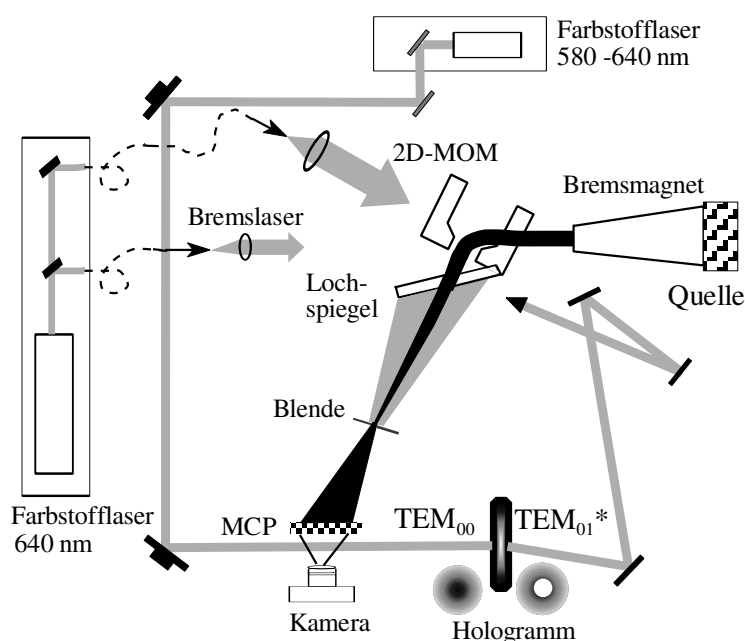


Abb. 5.1 Dipolpotential eines konvergenten TEM_{01}^* -Laserstrahls. Ausschnitt des Potentials von der Strahltaile $w = 40 \mu\text{m}$ bis 5cm strahlaufwärts. Das Potential steigt im Fokus um das 40-fache an. Im Fokus wird der Laserstrahl durch eine Blende begrenzt.

5.1 Experimenteller Aufbau

Die experimentellen Aufbauten zum Fokussieren neutraler Atome wurden an der in Kapitel drei beschriebenen Atomstrahlapparatur durchgeführt. Herzstück der Apparatur ist eine 60cm durchmessende UHV-Kammer in der sich die 2D-magnetooptische Melasse befindet. Ein schematischer Überblick des experimentellen Gesamtaufbaus ist in den Abb. 5.2 und 5.3 dargestellt. Als atomare Quelle wird der Endpunkt der 2D-magnetooptischen Melasse mit einem Atomstrahldurchmesser von $\text{FWHM} = 100 \pm 5 \mu\text{m}$ betrachtet. Zum Fokussieren werden TEM_{01}^* -Mode und Atomstrahl mittels eines dielektrischen Spiegels axial überlagert. Der Spiegel (Dicke $d = 2 \text{mm}$) enthält einen trichterförmigen unter 45° angelegten Kanal¹⁷ (im weiteren wird dieser Spiegel als Lochspiegel bezeichnet). Auf der Eintrittsseite hat der Trichter einen Durchmesser von ca. $300 \mu\text{m}$, die Austrittsöffnung ist mit $52 \times 97 \mu\text{m}$ elliptisch. Eine Beeinflussung des Modenprofils durch Beugung des TEM_{01}^* -Modes an der Öffnung des Spiegels

¹⁷ Der Kanal wurde mit einem Excimer-Laser bei 193nm in einen dünn ($d = 2 \text{mm}$) geschliffenen dielektrischen Spiegel geschossen. Ein Exemplar wurde mit einem Laser innerhalb der Arbeitsgruppe erstellt. Aufgrund der geringen Pulsenergie von ca. 50mJ und einer Repetitionsrate von 10Hz dauerte das Anfertigen des Kanals ca. 4Stunden . Ein zweites Exemplar wurde im Laser Zentrum Hannover mit 800mJ/Puls bei 100Hz in ca. 10min angefertigt. Die Austrittsöffnung ist elliptisch, da der Kanal unter 45° angelegt ist. Der auf der dielektrischen Schicht abgelagerte Aushub konnte durch ein Aceton-Ultraschallbad entfernt werden.

**Abb. 5.2**

Experimenteller Gesamtaufbau: Durch Laserkühlen wird ein brillianter Ne^* -Atomstrahl erzeugt. Die Endstufe der Präparation bildet eine 2D-magnetooptische Melasse (2D-MOM). Durch einen Spiegel mit einer Öffnung wird der TEM_{01}^* -Mode dem Atomstrahl überlagert. Zwei Farbstofflaser erzeugen das Laserlicht zur Atomstrahlmanipulation und zur Fokussierung, das über Glasfasern bzw. eine Strahlagenstabilisierung zum Experiment geführt wird.

kann vernachlässigt werden, da der Abstand der Maxima des TEM_{01}^* -Mode an der Öffnung $750 \mu\text{m}$ beträgt und damit wesentlich größer als die Spiegelöffnung ist. Aufgrund des Spiegeldurchmessers von $D = 25.4 \text{ mm}$ und der Größe der Spiegelhalterung beträgt der Abstand der Eintrittsseite des Kanals vom Endpunkt der 2D-magnetooptischen Melasse $d = 15 \text{ mm}$. Die Position des Lochspiegels kann mit piezomechanischen Stellelementen in der UHV-Kammer auf maximalen atomaren Fluß optimiert werden. Um aus der mit der Mikrokanalplatte gemessenen Geschwindigkeitsverteilung auf die Verteilung im Fokus zurückschließen zu können, wird der TEM_{01}^* -Mode Laserstrahl im Fokus durch eine kreisförmige Blende abgeschnitten. Des Weiteren dient die Blende dem Schutz der Mikrokanalplatte vor der intensiven Laserstrahlung. Die Blende besteht aus einer Aluminiumfolie der Dicke $d = 50 \mu\text{m}$, deren Öffnung $D = 16 \mu\text{m}$

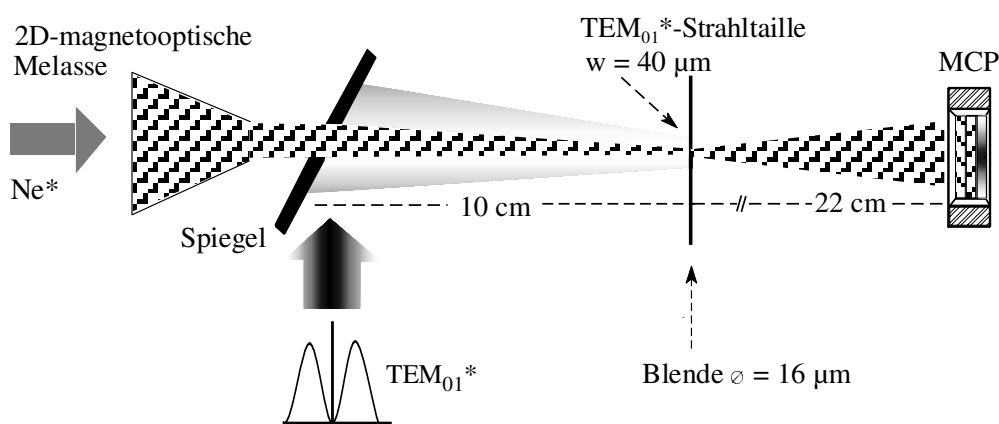


Abb. 5.3 Fokussieren neutraler Atome: Ein Ne^* -Atomstrahl und ein TEM_{01}^* -Laserstrahl werden durch einen Spiegel überlagert. Das mit dem Strahlradius w wie $V_{\text{Pot}} \sim (1/w^2)$ ansteigende TEM_{01}^* -Potential ist die Ursache der fokussierenden Wirkung. Zur Analyse der Ensembleigenschaften im Fokus und zum Schutz der MCP liegt die Strahltaile des TEM_{01}^* -Lasers auf einer Blende.

Durchmesser durch eine Funkenentladung erzeugt wurde [70]. Da die Dicke der Folie dreimal größer ist als der Durchmesser, wirkt sie wie ein Kanal. In einer numerischen Simulation der atomaren Trajektorien konnte nachgewiesen werden, daß diese Kanaleigenschaft zusätzliche Verluste des atomaren Flusses in Höhe von 5% zur Folge hat. Es wurde auch eine kommerziell verfügbare Edelstahlblende der Dicke $d = 10 \mu\text{m}$ getestet. Jedoch verformten sich diese unter der Leistungsdichte von 1-6 kW/cm im TEM_{01}^* -Fokus innerhalb einiger Minuten, was auf die dreimal kleinere Wärmeleitfähigkeit und halb so große spezifische Wärmekapazität von Eisen gegenüber Aluminium zurückgeführt werden kann. Die Blende kann in der Horizontalen durch einen UHV-Schrittmotor mit einer Auflösung von $1.6 \mu\text{m}$ und in der Vertikalen durch einen UHV-Piezomechanisches Element¹⁸ positioniert werden.

Präparation des TEM_{01}^* - Laserfeldes

Der TEM_{01}^* -Mode wird wie in Kap. 2.3 erläutert holographisch erzeugt. Das erforderliche TEM_{00} - Laserfeld wird von einem Ar+ gepumpten kommerziellen Ringfarbstofflaser mit einer Ausgangsleistung von 1W bei 640 nm bereitgestellt. Der Laser ist auf einen externen Resonator mit einer Stabilität von 1 MHz stabilisiert. Die Drift des Resonators von 1 GHz/Stunde stellt für die im Experiment eingestellten Verstimmungen von 50-600 GHz keine Beeinträchtigung der Messungen dar. Das Farbstofflasersystem ist auf einem separaten Lasertisch aufgestellt, daher wird die Laserstrahlung über eine aktive Strahlagenstabilisierung zur Experimentierzone geführt, um keine Leistung bei einem Glasfasertransport zu verlieren. Nach der Transformation des TEM_{00} -Mode in einen TEM_{01}^* -Mode durch das Hologramm mit einer Effizienz von 45% steht in der Experimentierzone eine Leistung von 400 mW zur Verfügung. Zur Präparation des Lichtfeldes werden zwei Rundlinsenteleskope und ein Zylinderlinsenteleskop eingesetzt (s. Abb.

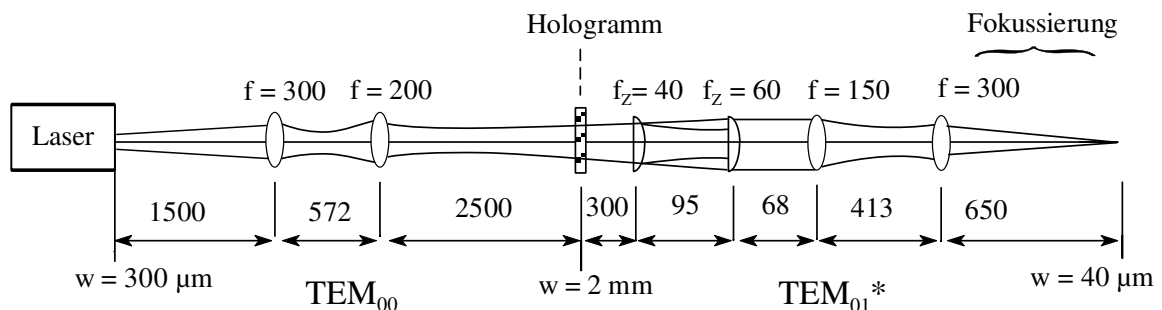


Abb. 5.4 Präparation des TEM_{01}^* -Laserfeldes. Die Einstellung der Strahltaile in der Experimentierzone erfolgt durch zwei Rundlinsenteleskope. Ein Zylinderlinsenteleskop hinter dem Hologramm kompensiert den Astigmatismus. Die Angabe der Brennweiten erfolgt in Millimetern.

¹⁸ UHV50-Inchwormmotor der Fa. Burleigh. Diese Elemente haben eine Auflösung im Bereich von 100 nm. Sie haben jedoch aufgrund einer piezokeramischen Hysterese kein reproduzierbares Ansteuerverhalten.

5.4). Dabei dienen die Rundlinsenteleskope der Einstellung der erforderlichen Strahltaillen im Fokus von $w = 40..100 \mu\text{m}$ und das Zylinderlinsenteleskop der Kompensation des Astigmatismus des Laserfeldes. Aufgrund der durch Astigmatismus im TEM_{00} -Laserfeld verursachten Interferenzerscheinungen zwischen den $\text{TEM}_{p,l = 1}$ -Moden kommt es zu Deformationen im Modenprofil (s. Kap. 2.2.2 u. Kap. 3.4.5). Es zeigte sich, daß dieser Astigmatismus durch Einsatz eines Zylinderlinsenteleskopes zwischen Hologramm und letztem Rundlinsenteleskop am effizientesten kompensiert werden kann.

Kontrolle des Modenprofils

Die Untersuchung und Vermessung der TEM_{01} *-Profile wurden bereits in Kapitel 3.4.5 erläutert. Hier werden die Beobachtungen und Einflüsse während einer Messung geschildert.

Das Strahlprofil des Modes in der Strahltaille wurde mit einer CCD-Kamera während der Experimente qualitativ beurteilt und durch Justage des Abstandes des Zylinderlinsenteleskopes und des Winkels der Zylinderlinsen optimiert. Bei der Beobachtung des Modenprofils mit der CCD-Kamera zeigten sich in der Strahltaille im Abstand mehrerer Sekunden unregelmäßige Fluktuationen, die auch durch einen rigiden Aufbau aller beteiligten optischen Komponenten nicht beseitigt werden konnte. Mechanische Vibrationen¹⁹ modulieren den Abstand der Zylinderlinsen und beeinträchtigen dadurch die Astigmatismuskompensation und damit die Modenqualität. Die Schwankungen im Modenprofil wurden nur im Bereich der Rayleigh-Länge beobachtet, was plausibel ist, da sich die Guoy-Phasen der im Laserfeld enthaltenen $\text{TEM}_{p,l}$ -Moden nur in diesem Bereich stark ändern. Es zeigten sich Einschnitte im ringförmigen Intensitätsprofil, die sehr schnell auf dem Ring wanderten, das Zentrum blieb jedoch dunkel. In einer Messung der Lichtintensität hinter der Schrittmotorblende sind in Abb. 5.5 Phasen starker Fluktuationen anhand der Spitzen im Abstand von ca. 10 s zu erkennen. Die Fluktuationen selbst verlaufen auf einer Millisekunden Zeitskala. Neben diesen hochfrequenten Schwankungen wurde eine langfristige Modendeformation auf der Zeitskala einiger zehn Minuten beobachtet, die auf eine langsame, mechanische Drift des relativen Winkels der Zylinderlinsen zueinander zurückgeführt werden kann.

¹⁹ Die exakte Ursache konnte nicht abschließend geklärt werden.

Justage des TEM_{01}^* -Laserfeldes

Der exakten Justage bezüglich der Atomstrahlachse kommt eine besondere Bedeutung zu. Wie numerische Simulationen (siehe unten) zeigen, werden bei Abweichen der Atomstrahlachse um 0.5 mrad zur Achse des Lichtfeldes bereits 20% weniger Atome in das TEM_{01}^* -Dipolpotential eingefangen. Als Kriterium für die exakte Justage dient sowohl auf dem Lochspiegel als auch auf der Blende die Minimierung des Streulichtes²⁰, das mit einer CCD-Kamera bzw. einem Spiegel beobachtet wird. Bei einer 40 μm Strahltaile auf der Schrittmotorblende beträgt der Abstand der beiden Maxima des Doughnut-Mode -Potentials auf dem Lochspiegel 760 μm . Wird eine Ungenauigkeit von 50 μm in der Festlegung des Streulichtminimums angenommen (Δ 6% des Abstandes der Intensitätsmaxima) ergibt sich daraus bei einer Strecke von 10.5 cm eine Winkelabweichung von 0.5 mrad. Die Positioniergenauigkeit an der Blende ist wesentlich größer, da die Blendenposition mit dem Schrittmotor nach der Vorjustage noch mit 1.6 μm Genauigkeit anhand des atomaren Signals optimiert werden kann.

Untersuchung der TEM_{01}^* -Strahllagenschwankungen

Die Strahlage des TEM_{00} -Laserstrahls zur TEM_{01}^* -Mode-Erzeugung wird durch zwei piezosteuerte Spiegel aktiv stabilisiert. Zwei Vier-Quadrantenphotodioden detektieren die Abweichung des Laserstrahls von der Sollposition. Ein elektronischer Regelkreis generiert aus diesem Fehlersignal ein Steuersignal für die beiden Piezospiegel. Eine detaillierte Beschreibung des

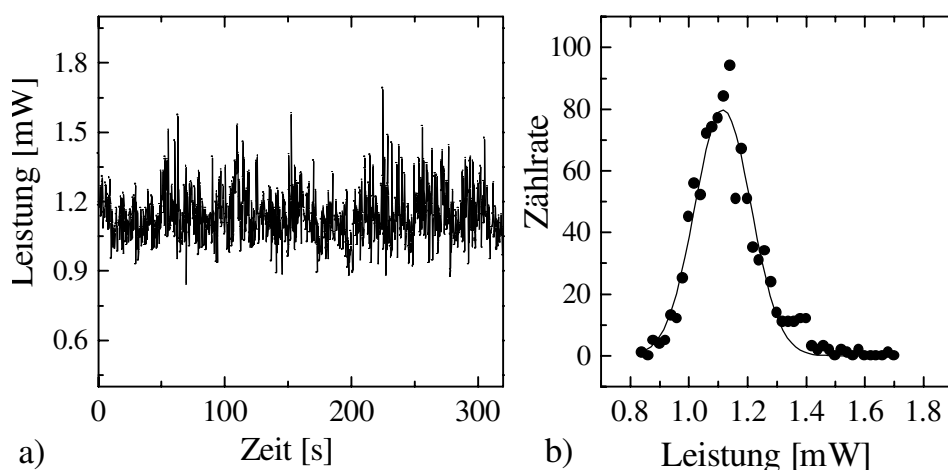


Abb. 5.5 Intensitätsschwankungen hinter der Schrittmotorblende

a): Signal über 300 s; Zeitauflösung: 0.3 s.

b): Häufigkeitsverteilungen der Intensitätswerte in a).

²⁰ Wird das TEM_{01}^* -Lichtfeld auf der Austrittsöffnung des Lochspiegels zentriert, ist die Einkopplung des Lichtfeldes in das Glassubstrat minimal. Ebenso wird durch die Blende umso weniger Licht transmittiert, je exakter Blende und Lichtfeld zentriert sind.

Funktionsprinzips und Aufbaus dieser Strahl-lagenstabilisierung ist in [163][164] gegeben. Die Größe der verbleibenden Ortsraum-schwankungen im Fokus des TEM_{01}^* -Modes wurde aus den Intensitätsschwankungen hinter der Schrittmotorblende bestimmt. Dazu wurde die Blende in die Flanke des TEM_{01}^* -Modes gefahren und die durch die Ortsraum-schwankungen des TEM_{01}^* -Laserstrahls hinter der Blende hervorgerufenen Intensitäts-schwankungen mit einer Photodiode gemes-

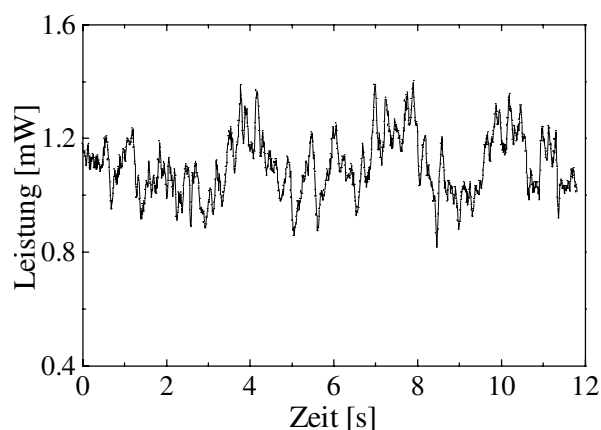


Abb. 5.6 Intensitätsschwankungen hinter der Schrittmotorblende über eine Zeit von 12 s. Zeitauflösung: 0.012s.

sen. Die auf die Laserleistung normierten Intensitätsschwankungen sind direkt proportional zur Bewegung des Laserstrahls auf der Schrittmotorblende. Die Intensität hinter der Blende wurde mittels einer Meßwerterfassung in einem Zeitraum von 300 s (s. Abb. 5.5a) und 12 s (s. Abb. 5.6) aufgenommen. Aus diesen Meßkurven wurden Histogramme erstellt, die die Häufigkeit der vorkommenden Leistungswerte angeben (s. Abb. 5.5b). Für die Ortsraumschwankungen des TEM_{01}^* -Laserstrahls auf der Schrittmotorblende wurde ein Wert von $\sigma = 1.6 \pm 0.23 \mu\text{m}$ bei einer Strahltaile von $40 \mu\text{m}$ ermittelt.

5.2 Ergebnisse zum Führen und Fokussieren neutraler Atome

Zum detaillierten Verständnis des Fokussierungsprozesses wurden die Effizienz des Führungsprozesses sowie der Durchmesser und die Geschwindigkeitsverteilung des atomaren Ensembles im Fokus des TEM_{01}^* -Laserstrahls gemessen. Diese Größen wurden in Abhängigkeit von Laserverstimmung und Laserleistung bestimmt. Das Laserfeld ist bei allen angegebenen Meßdaten linear polarisiert. Die angegebenen Flußdichten basieren auf einem Fluß der magnetooptischen Melasse von $F = (1.4 \mp 0.14) \cdot 10^8$ Atome/s.

5.2.1 Einfang der Atome in das TEM_{01}^* -Potential

Die Eigenschaften des Fokussierens und die Parameter des atomaren Ensembles im Fokus des Laserfeldes hängen von den Parametern des Atomstrahls beim Einfang in das TEM_{01}^* -Laserfeld ab. Die Abb. 5.7 und 5.8 zeigen die Geschwindigkeitsverteilung und die Ortsraumverteilung im Atomstrahl kurz hinter dem Lochspiegel. Die Geschwindigkeitsverteilung ist gauß-

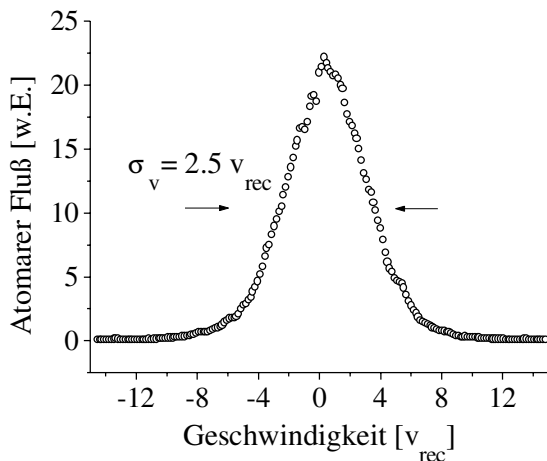


Abb. 5.7 Gemessene horizontale Geschwindigkeitsverteilung hinter dem Lochspiegel $\sigma_v = 2.5 \pm 0.26 v_{\text{rec}}$

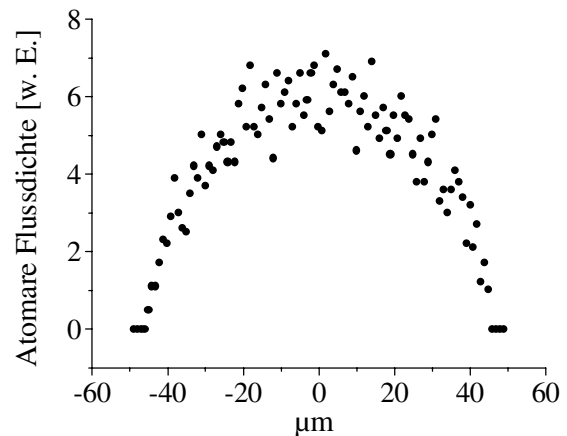


Abb. 5.8 Simulierte Ortsverteilung in der Horizontalen unmittelbar hinter dem Lochspiegel. Deutlich zu erkennen ist die nichtgaußsche Form der Verteilung bedingt durch die scharfe Begrenzung der Lochspiegelöffnung.

förmig mit einer typischen Breite von $\sigma = 7.7 \pm 0.8 \text{ cm/s} \triangleq 2.5 v_{\text{rec}}$). Durch den Lochspiegel gelangen $1 \pm 0.2\%$ der Atome der magnetooptischen Melasse entsprechend einem Fluß von $1.4 \pm 0.3 \cdot 10^6$ Atome/s. In numerischen Simulationen der Transmissionseffizienz wurden Werte zwischen 2.5%- 4.5% berechnet. In der Berechnung wurde ein Winkelfehler des Spiegels von 5° und verschiedene Werte des Sub-Doppler-Anteils im Atomstrahl zwischen 10-40% (s. Kap. 4.4) angenommen. Die deutlich geringere gemessene Transmission könnte durch Neonatome verursacht werden, die beim Stoß mit der Kanalwand abgeregt wurden und sich im Spiegelkanal ansammeln und durch Stöße zur Abregung der nachfolgenden metastabilen Atome führen.

Die Ortsraumverteilung (Abb. 5.8) hinter dem Lochspiegel wurde in einer numerischen Simulation ermittelt und ist, bedingt durch die scharfe Begrenzung der Spiegelöffnung, nicht mehr gaußförmig. Daraus ergibt sich eine nichtthermische Besetzung der TEM_{01}^* -Vibrationsniveaus beim Eintritt der Atome ins Potential. Numerische Berechnungen ergaben weiterhin, daß sich bedingt durch die stärkere Diskriminierung der langsamen Atome das Maximum der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung von 28 m/s auf 29 m/s verschiebt.

Eine wichtige den Fokussierungsprozess charakterisierende Größe ist die Einfangeffizienz des TEM_{01}^* -Potentials. Die im Experiment zugängliche Meßgröße ist die Gesamteffizienz, die sich aus dem Anteil der Atome die sowohl im TEM_{01}^* -Potential

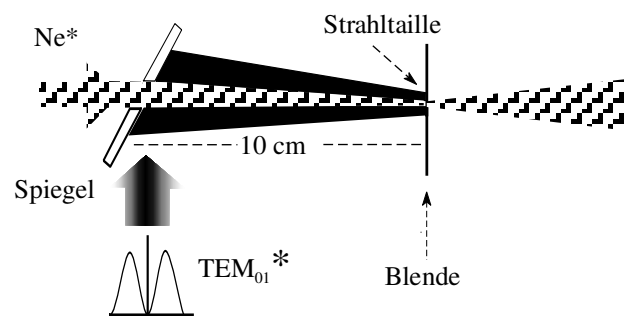


Abb. 5.9 Experimenteller Aufbau zur Fokussierung

geführt werden als auch durch die Schrittmotorblende hindurchtreten, zusammensetzt. Daher kann die Einfangeffizienz nur aus einer numerischen Simulation der Fokussierung abgeleitet werden.

Bei der Berechnung der Einfangeffizienz des Fokussierungsprozesses ist zu beachten, daß eine Berücksichtigung der Potentialstärke unmittelbar am Lochspiegel allein nicht ausreichend ist. Die Atome können im TEM_{01}^* -Potential gehalten werden, auch wenn das Potential unmittelbar am Lochspiegel niedriger ist als die transversale kinetische Energie. In Abhängigkeit von den atomaren Startparametern am Lochspiegel können die Atome mehrere Zentimeter im TEM_{01}^* -Potential propagieren, bevor sie eine Position erreichen, deren Potentialstärke ausreicht, die Atome zu reflektieren. Für eine hohe Einfangeffizienz ist weiterhin entscheidend, daß TEM_{01}^* -Achse und Atomstrahlachse übereinstimmen. Diese empfindliche Abhängigkeit der Einfangeffizienz vom Winkel der beiden Achsen zeigte sich auch im Experiment. Bei den numerischen Berechnungen wurde daher, gemäß den Angaben zur Justagegenauigkeit in Kap. 5.1, ein Winkelversatz der beiden Achsen von 0.5 mrad angenommen. Weiterhin wurde bei der Berechnung vorausgesetzt, daß die Atome auf die magnetischen Unterzustände gleichverteilt sind, wobei die, für die magnetischen Unterzustände verschiedenen, Potentialstärken in der Simulation berücksichtigt wurden.

$V_{\text{Pot}} = 33 E_{\text{Rec}} / 50 \text{ GHz}$	$V_{\text{Pot}} = 16.5 E_{\text{Rec}} / 100 \text{ GHz}$	$V_{\text{Pot}} = 5.5 E_{\text{Rec}} / 300 \text{ GHz}$
92 %	76 %	42 %

Tab. 5.1 Einfangeffizienz des TEM_{01}^* -Potentials in Abhängigkeit von der Laserverstimmung
 Angegeben ist der Anteil, von den durch den Lochspiegel gelangten Atomen, die an der Schrittmotorblende ankommen in Abhängigkeit vom Potential im Einfangbereich. Angegeben ist die Potentialstärke, die ein Atom in $m_J = 0$ in einem linear polarisierten TEM_{01}^* erfährt; Clebsch-Gordan-Koeffizienten $cg^2 = 3/5$. Die anderen magnetischen Unterzustände $m_J = \pm 1$, $m_J = \pm 2$ koppeln mit $cg^2 = 8/15$ bzw. $1/3$ an das Lichtfeld. TEM_{01}^* -Parameter: Leistung $P = 0.4 \text{ W}$, Strahltaile $w = 40 \mu\text{m}$.

In Tabelle 5.1 sind die berechneten Einfangeffizienzen für die im Experiment eingestellten Parameter in Abhängigkeit von der Potentialhöhe im Einfangbereich angegeben. Die Einfangeffizienz kann durch eine höhere Laserleistung und einen kleineren Strahlradius am Lochspiegel auf nahezu 100% gesteigert werden.

5.2.2 Gesamteffizienz des Fokussierungsprozesses

Zur Messung der Gesamteffizienz wird der integrale atomare Fluß durch die Schrittmotorblende in Anwesenheit des TEM_{01}^* -Laserfeldes durch den integralen Fluß des durch den Lochspiegel transmittierten Atomstrahls dividiert. Die meßbare Gesamteffizienz ergibt sich als das Produkt

aus der Einfangeffizienz und dem Anteil der geführten Atome, die durch die Schrittmotorblende gelangt sind. Die größten Gesamteffizienzen wurden bei Verstimmungen $\Delta \leq 100$ GHz gemessen. Für diese Werte ist einerseits die Potentialstärke im Einfangbereich ausreichend hoch andererseits sind die Durchmesser kleiner als die Blendengröße, so daß ein hoher Prozentsatz durch die Blende gelangen kann. Die durchschnittlich erreichten Effizienzen liegen zwischen 25% und 40% der Bestwert wurde bei 100 GHz zu 50 ± 7 % gemessen. Das Meßergebniss wird aus dem Quotienten zweier integraler Flußmessungen erstellt. Aufgrund der Schwankungen²¹ des atomaren Flusses der magnetooptischen Melasse von 4% und den Schwankungen des durch die Blende fokussierten Flusses von 13% ergibt sich der angegebene Fehler. Für die bei dieser Messung eingestellten Parameter wurde mittels einer numerischen Simulation berechnet, daß 69% aller im TEM₀₁*-Mode geführten Atome durch die Schrittmotorblende gelangen können. Somit beträgt die theoretische Gesamteffizienz dieser Messung, in guter Übereinstimmung mit dem gemessenem Wert, 52.4% .

Die wesentliche Größe bei der Beurteilung der Güte des Führungsprozesses ist der atomare Fluß der im TEM₀₁*- Potential geführten Atome; er ergibt sich aus der Einfangeffizienz und dem Fluß durch den Lochspiegel zu $F = (1.1 \pm 0.15) \cdot 10^6$ Atome/s.

5.2.3 Geschwindigkeitsverteilungen im Fokus

Aus der Ortsverteilung des Atomstrahls auf der Mikrokanalplatte kann auf die Geschwindigkeitsverteilung im Fokus zurückgeschlossen werden (s. Kap. 3.3.2). Der Abstand der Schrittmotorblende/Fokus zur Mikrokanalplatte ist mit 22 cm groß gegen den Blendendurchmesser, so daß eine eindeutige Zuordnung zwischen Ort- und Geschwindigkeit besteht.

Zur Beurteilung der Geschwindigkeitsverteilungen wurden Schnitte mit der Breite eines CCD-Pixels in je einer Dimension eines MCP-Bildes gelegt. Um statistische Schwankungen rauszumitteln wurden zehn nebeneinanderliegende Schnitte aus dem Mittenbereich eines Bildes aufsummiert und die Breite der Verteilung anhand dieser Summenschnitte ermittelt.

Die Abbildungen 5.10 und 5.11 zeigen die Geschwindigkeitsverteilungen im Fokus. Bei der überwiegenden Zahl der Messungen ergaben sich gauß'sche Verteilungen wie in Abb. 5.10. Abweichungen von der Gaußform ergeben sich bei schwachen Potentialen ($V_{\max} < 8\Gamma = 2800$ E_{rec}, im Fokus) durch den Einfluß der Blende. Bei schwächeren Potentialen überschreitet die Ortsausdehnung des atomaren Ensembles im Fokus den Blendendurchmesser und es kommt zu einer Reduzierung der Geschwindigkeitsverteilung hinter der Blende. Für sehr schwache

²¹ Die angegebenen Schwankungen sind Standardabweichungen des Mittelwertes.

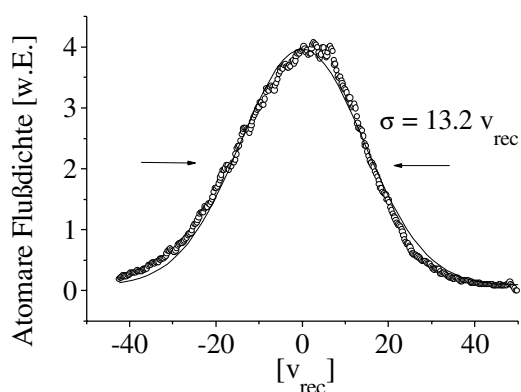


Abb. 5.10 Gaußförmige Geschwindigkeitsverteilung im Fokus für Laserverstimmung $\Delta = 100$ GHz, Leistung $P = 0.4$ W und Strahltaile $w = 40$ μm . Aufgrund des stärkeren Potentials im Fokus erwärmen sich die Atome stärker als bei $\Delta = 463$ GHz (s. Abb. 5.11).

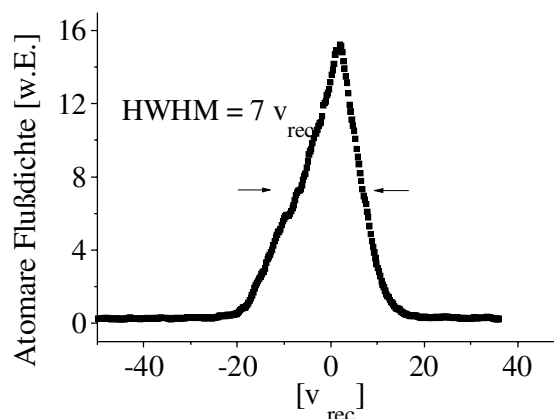


Abb. 5.11 Geschwindigkeitsverteilung im Fokus für $\Delta = 463$ GHz und sonst gleiche Parameter wie in Abb. 5.10. Aufgrund des schwächeren Potentials ist die Ausdehnung des Ensemble im Fokus größer als der Blendendurchmesser, so daß die gemessene Verteilung von der tatsächlichen abweicht.

Potentiale ($V_{\text{max}} < 3\Gamma = 1050 E_{\text{rec}}$, im Fokus) verändert der Einfluß der Blende zusätzlich die Form der Verteilung (s. Abb. 5.11). Um auf die Geschwindigkeitsbreiten im Fokus ohne den Einfluß der Blende zurückschließen zu können, wurde in einer numerischen Simulation der Trajektorien die Geschwindigkeitsverteilungen vor und hinter der Blende berechnet. Die Abb. 5.12 zeigt das berechnete Verhältnis der Breiten vor und hinter der Blende, das zur Korrektur der Geschwindigkeitsbreiten verwendet wird. Eine Messung der Geschwindigkeitsbreiten im Fokus in Abhängigkeit von Laserverstimmung zeigt Abb. 5.12 bei einer konstanten Leistung von $P = 0.3$ W. Mit abnehmender Laserverstimmung steigt Höhe und Gradient des Potentials an. Dies hat eine zunehmende Komprimierung und Erwärmung des atomaren Ensembles zur Folge. Die breitesten Verteilungen wurden bei $\Delta = 18$ GHz zu $\sigma = 58$ v_{rec} gemessen. Ab einer Laserverstimmung von $\Delta = 60$ GHz tragen die nicht mehr zu vernachlässigenden spontanen Prozesse zu einer zusätzlichen Verbreiterung bei. Die Zahl der spontanen Prozesse hängt für gegebene Laserverstimmung und Laserleistung

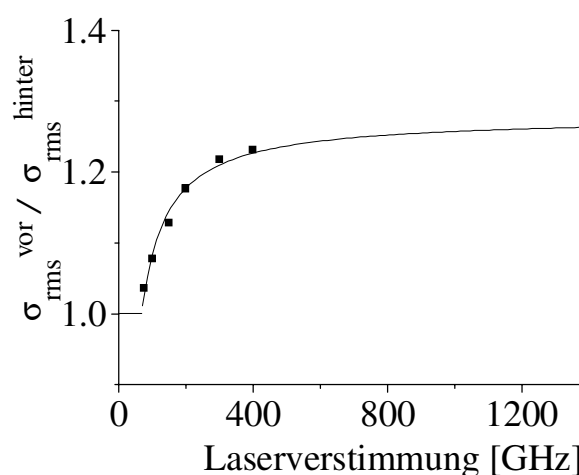


Abb. 5.12 Numerisch berechnetes Verhältnis der Geschwindigkeitsbreiten im Fokus vor und hinter der Blende in Abhängigkeit von der Laserverstimmung bei konstanter Leistung $P = 0.4$ W; Strahltaile $w = 40$ μm . Für $\Delta < 100$ GHz kann der Blendeneinfluß vernachlässigt werden.

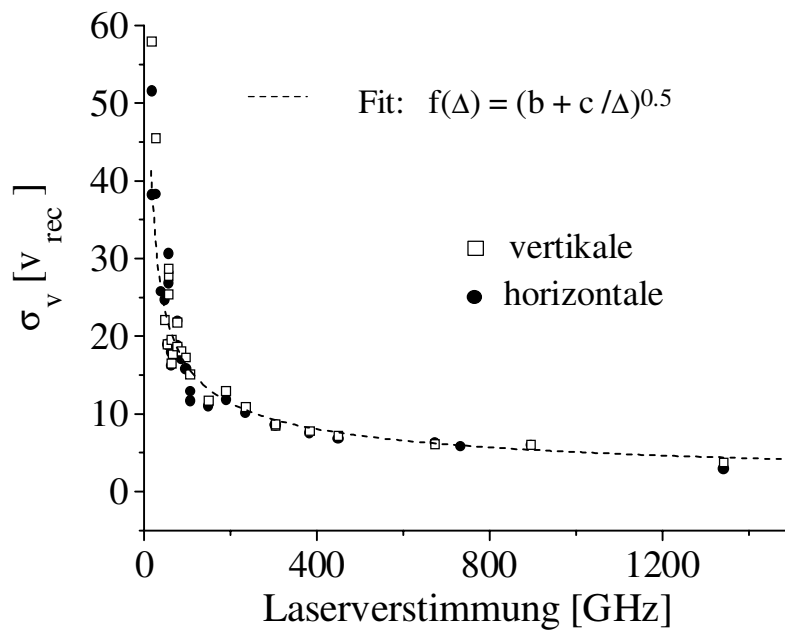


Abb. 5.13 Breiten der horizontalen und vertikalen Geschwindigkeitsverteilungen im Fokus in Abhängigkeit von der Laserverstimmung. Leistung $P = 0.3 \text{ W} = \text{const}$; Strahltaile $w = 40 \mu\text{m}$. Die Meßfehler liegen zwischen 4% für $7 v_{\text{rec}}$ und 2% für $50 v_{\text{rec}}$. Die Meßwerte sind mit den Faktoren zur Kompensation des Blendeneinflusses aus Abb. 5.12 korrigiert.

vom konkreten Verlauf der Trajektorie und damit von den Startbedingungen beim Eintritt ins Potential ab. Die Gesamtzahl der spontanen Prozesse für typische Trajektorien sind in Tabelle 5.2 für verschiedene Laserverstimmungen und Anfangsbedingungen angegeben. Für Laserverstimmungen im Bereich $\Delta > 50 \text{ GHz}$

und einer Leistung $P = 0.4 \text{ W}$ können spontane Prozesse in der Interpretation der Messungen vernachlässigt werden.

Zur Anpassung an die Daten wurden verschiedene funktionale Zusammenhänge untersucht. Dabei wurden die Meßpunkte mit Laserverstimmungen $\Delta < 60 \text{ GHz}$ nicht berücksichtigt, um den Vergleich mit

Verstimmung	18 GHz	50 GHz	100 GHz	300 GHz
Anfangsbed.				
$x_0 = 10 \mu\text{m}$ $v_0 = 3.5 \text{ cm/s}$	14	4	1.8	0.62
$x_0 = 25 \mu\text{m}$ $v_0 = 3.5 \text{ cm/s}$	19	6	2.7	kein Einfang
$x_0 = 25 \mu\text{m}$ $v_0 = 6 \text{ cm/s}$	53	12	kein Einfang	

Tab. 5.2 Numerisch berechnete Gesamtzahl der spontanen Prozesse entlang typischer atomarer Trajektorien im TEM_{01}^* -Potential. Die Anfangsbedingungen geben den Abstand x_0 des Atoms zur Achse des TEM_{01}^* -Modes und die transversale Geschwindigkeit v_0 beim Eintritt ins Potential an. Laserleistung: $P = 0.4 \text{ W}$, Strahltaile $w = 40 \mu\text{m}$.

dem in Kap. 2.3.4 abgeleiteten funktionalen Verhalten zu ermöglichen. In der Tat ergibt sich für die Geschwindigkeitsverteilung im Fokus σ_v ein Verhalten $\sigma_v = (P/\Delta + \text{const})^{1/2}$ das kleinste Fehlerquadrat der Ausgleichsrechnung. (s. 2.60 in Kap. 2.3.4). Dadurch wird die Annahme aus Kap. 2.3.4 gestützt, daß im Fokus ein Zusammenhang zwischen Ortsbreite σ_x und Geschwindig-

keitsbreite σ_v wie im thermischen Gleichgewicht besteht: $\sigma_x = \sigma_v / \omega$. Zwar kann aufgrund fehlender Relaxationsprozesse kein thermischer Gleichgewichtszustand erreicht werden, jedoch können Fluktuationen in Lage, Mode und Leistung des Laserfeldes eine statistische Gleichverteilung erzeugen, deren Geschwindigkeitsverteilung sich einem thermischen Gleichgewichtszustand annähert. Als ein weiteres Indiz dafür können die, bei der überwiegenden Zahl der Messungen, vorliegenden gaußförmigen Geschwindigkeitsverteilungen angeführt werden. Des Weiteren kann aus dem nicht beobachteten Unterschied zwischen den horizontalen und den vertikalen Geschwindigkeitsbreiten (s. Abb. 5.13) derselbe Schluß gezogen werden. Aufgrund der Elliptizität der Spiegelöffnung von 5:9 ergeben sich unterschiedlichen Anfangsbedingungen in den beiden Dimensionen am Lochspiegel. Atome, die weiter außen im Potential eintreten, erhalten eine höhere potentielle Energie und werden stärker zur Achse beschleunigt. In numerischen Simulationen ergaben sich Unterschiede von 30% in den Verteilungsbreiten. Die Ursache für das Ausbleiben dieses Unterschiedes kann in einer Kopplung der Freiheitsgrade durch Strahllagenwackeln, Intensitätsfluktuationen und Fluktuationen im Modenprofil gesehen werden. Durch diese Kopplung kann ein Energieübertrag aus der Geschwindigkeitskomponente der einen Dimension auf die der anderen Dimension erfolgen.

5.2.4 Durchmesser und Dichte der atomaren Verteilung im Fokus

Die Profile der atomaren Verteilungen im Fokus des TEM_{01}^* -Laserstrahls wurden bestimmt, indem die Schrittmotorblende durch den Atomstrahl gefahren wurde. Der Fluß durch die Blende wurde in Abhängigkeit von der Position gemessen. Eine Entfaltung mit der Blendenfunktion liefert schließlich den Durchmesser. Das in Abb 5.14 dargestellte Atomstrahlprofil im Fokus zeigt ein typisches Meßergebnis. Meßwerte der Profilvermessungen für verschiedene Laserver-

115 GHz	158 GHz	237 GHz	327 GHz	463 GHz
$8 \pm 2.4 \mu\text{m}$	$6.2 \pm 2.4 \mu\text{m}$	$6.2 \pm 2.4 \mu\text{m}$	$14.4 \pm 2.4 \mu\text{m}$	$14.4 \pm 2.4 \mu\text{m}$

Tab. 5.3 Ergebnisse der Messungen des Durchmessers des atomaren Ensembles im Fokus für verschiedene Laserverstimmungen bei konstanter Leistung.

stimmungen bei konstanter Leistung sind in Tabelle 5.3 angegeben. Der Meßfehler ergibt sich aus der Auflösung²² des Schrittmotors zu $\delta x = 2.4 \mu\text{m}$. Die Durchmesser der atomaren Ensem-

²² Die gemessene über 10^4 Schritte gemittelte Auflösung des Schrittmotors beträgt $1.6 \mu\text{m}$. Jedoch ergeben sich auf der Skala einzelner Schritte Ungenauigkeiten aus einer Verschiebung der Achse im Lager, die in der Größenordnung einer Schrittweite liegen. Da für eine Profilvermessung nur 30 Schritte ausgeführt werden, wird als Meßfehler der rms Wert der Einzelquadrate gebildet.

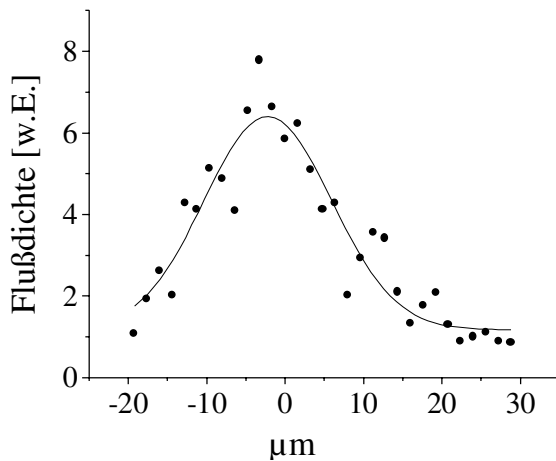


Abb. 5.14 Profil des Atomstrahls im Fokus. Laserverstimmung $\Delta = 237$ GHz, Leistung $P = 0.4$ W, Strahltaile $w = 40$ μm . Anpassung einer Gaußfunktion ergibt nach der Entfaltung mit der Blendenfunktion $\sigma = 6.2 \pm 2.4$ μm .

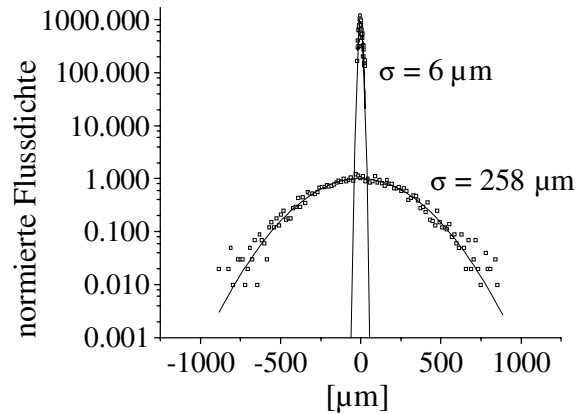


Abb. 5.15 Flußdichte vor der Schrittmotorblende mit und ohne TEM_{01}^* -Laser in logarithmischer Skala. Die Flußdichte des freien Atomstrahls ist auf der Achse auf eins normiert.

bles im Fokus hängen empfindlich von der Güte des Modenprofils und der Justage des TEM_{01}^* -Laserstrahls ab. Nach jeder Veränderung der Laserverstimmung war eine Korrektur der Modenqualität durch das Zylinderlinsenteleskop erforderlich, wodurch die Modenprofile bei den verschiedenen Laserverstimmungen von einander abweichen können. Aus den gemessenen Durchmessern und dem atomaren Fluß kann die Dichte im Fokus berechnet werden. Die Dichte D in einem Atomstrahl mit einer longitudinalen Geschwindigkeit v ergibt sich zu:

$$D = \frac{F_D(x, y)}{v} \quad (5.1)$$

Die Flußdichte F_D gibt die Zahl der Atome an, die pro Sekunde auf eine gegebene Fläche treffen. Zur Berechnung der Dichte muß die Verteilung $f(v)$ der longitudinalen Geschwindigkeit berücksichtigt werden:

$$D = \int \frac{F_D \cdot f(v)}{v} dv \quad \text{mit} \quad f(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_v} e^{-\frac{(29-v)^2}{2\sigma_v^2}} \quad (5.2)$$

Die maximale Flußdichte wird auf der Achse des TEM_{01}^* -Modes erreicht. Für sie gilt unter Annahme einer gaußschen Ortsverteilung der Breite σ_x :

$$F_D^{\max} = \frac{F}{2\pi\sigma_x^2} \quad (5.3)$$

Aus (5.2) und (5.3) folgt für eine mittlere longitudinalen Geschwindigkeit $v = 29$ m/s mit $\sigma_v = 4.3$ m/s einem Fluß von $1.1 \cdot 10^6$ Atome/s und einer Ortsbreite $\sigma = 6.4$ μm , eine Dichte von $D = 1.7 \pm 1.3 \cdot 10^8$ Atome/cm³ auf der Achse des TEM_{01}^* -Modes. Die erreichte Dichte stellt keine

obere Grenze dar, sondern kann durch stärkeres Fokussieren und einen höheren Fluß erheblich gesteigert werden (s. Kap. 5.2.8).

5.2.5 Abhängigkeit der Flußdichte von der Potentialstärke

Die Steigerung der Flußdichte im Fokus in Abhängigkeit von der Laserverstimmung ist in der Abb. 5.16 für eine konstante Leistung von $P = 300$ mW dargestellt. Durch das ansteigende TEM_{01}^* -Potential werden die Atome auf eine kleinere Fläche fokussiert, so daß die Flußdichte von $6 \pm 1 \cdot 10^8$ Atome/(s·cm²) ohne auf $6.5 \pm 1.2 \cdot 10^{11}$ Atome/(s·cm²) mit TEM_{01}^* -Mode bei $\Delta = 18$ GHz ansteigt. Die angegebenen Flußdichten ergeben sich als über den Querschnitt der Blende gemittelte Werte aus dem Quotient des integralen Flusses und der Blendenfläche. Für eine Verstimmung $\Delta = 18$ GHz beträgt das AC-Stark-Potential im Maximum des Laserfeldes in Einheiten der natürlichen Linienbreite $V_{\text{pot}} = 36.5 \Gamma = 12500 E_{\text{rec}}$. Die Rohdaten in Abb. 5.16 sind untergrundkorrigierte, integrale Flußmessungen unter Berücksichtigung der MCP-Eichung (s. Kap. 3.2.1). Die Abnahme des Flusses aufgrund der mit der Laserverstimmung abnehmenden Einfangeffizienz ist hier mitgehalten. Um eine von der Einfangeffizienz unabhängige Information über das Verhalten der Flußdichte im Fokus zu bekommen, wurden diese Daten durch die

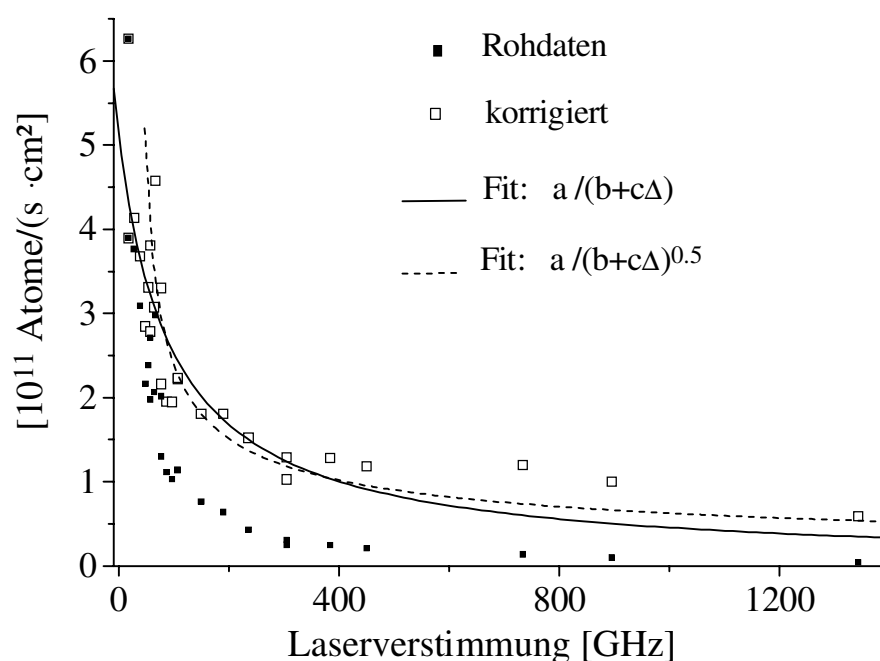


Abb. 5.16 Messung der Flußdichte im Fokus des TEM_{01}^* -Laserfeldes in Abhängigkeit von der Laserverstimmung bei konstanter Leistung $P = 300$ mW, Strahltaile $w = 40$ μm . Ohne TEM_{01}^* -Laserfeld beträgt die Flußdichte am gleichen Ort $F = 6 \cdot 10^8$ Atome/(cm²·s) In den korrigierten Daten ist die mit der Laserverstimmung abnehmende Einfangeffizienz eingerechnet Jeder Meßpunkt hat einen Fehler von 13 % (Standardabweichung), der zur besseren Übersicht nicht eingezeichnet ist.

numerisch berechnete Einfangeffizienz dividiert. In Abb. 5.16 sind zwei numerische Anpassungskurven für die korrigierten Daten angegeben. Für eine Anpassung mit $f(\Delta) = a/(b+c\Delta)$ ergab sich ein χ^2 -Wert (Summe der kleinsten Fehlerquadrate) von $\chi^2 = 8537$. Eine Anpassung mit $f(\Delta) = a/(b+c\Delta)^{0.5}$ gelingt mit einem kleineren $\chi^2 = 6385$. Für Laserverstimmungen kleiner als $\Delta = 60$ GHz sind die Aufheizungen durch spontane Prozesse nicht mehr zu vernachlässigen (s. Tab. 5.2). Durch die Photonenstreuung kommt es zu einer zusätzlichen Aufheizung und damit zu einer kleineren Flußdichte. Damit ein Vergleich der Meßwerte mit den in Kap. 2.3.4 angegebenen funktionalen Abhängigkeiten möglich wird, wurden die Meßpunkte für Verstimmungen $\Delta < 60$ GHz bei der numerischen Anpassung nicht berücksichtigt. Die spontanen Prozesse, die ab dieser Verstimmung nicht mehr zu vernachlässigen sind, sind in diesen aus Erhaltungssätzen abgeleiteten Beziehungen nicht enthalten. Die Flußdichte steigt umgekehrt proportional zum Quadrat der Ortsbreite σ_x des atomaren Ensembles im Fokus:

$F \sim (1/\sigma_x)^2$. Unter den in 2.3.4 angegebenen Annahmen wird somit ein Verhalten wie $F \sim 1/(1+\Delta)$ erwartet. Die Meßdaten zeigen jedoch eine 25% höhere Signifikanz für eine Abhängigkeit der Form: $F \sim 1/(1+\Delta)^{0.5}$. Da jeder Meßpunkt der Flußdichte mit einem Fehler von 13% behaftet ist, kann anhand dieser Flußdichtemessung nicht eindeutig entschieden werden, ob die Annahme einer annähernd thermischen Verteilung im Fokus gültig ist.

5.2.6 Fokussieren im TEM₀₁* -Mode vs. TEM₀₀ -Mode

Zum Abschluß der Untersuchungen werden die Ergebnisse eines experimentellen Vergleiches der Führung von Atomen in einem TEM₀₀-Laserstrahl und einem TEM₀₁*- Laserstrahl angegeben. In der Abb. 5.17 ist die Flußdichte in Abhängigkeit von der Laserverstimmung bei konstanter Leistung für eine Messung mit den zwei verschiedenen Lasermoden aufgetragen. In dieser Messung hatten Strahltaile und Leistung der beiden Laserfelder den gleichen Wert. Da das Potential eines Gaußschen Laserstrahls das eines TEM₀₁*-Laserstrahls im jeweiligen Maximum um die Euler'schen Zahl e übersteigt, ist der Geschwindigkeitseinfangbereich um den Faktor $e^{0.5}$ größer als für einen TEM₀₁*-Mode Laserstrahl. Daher können bei einer Verstimmung von $\Delta > 100$ GHz, bei der die spontanen Prozesse noch nicht dominieren, mehr Atome eingefangen werden als beim TEM₀₁*-Mode und die Flußdichte steigt schneller an. Unter den Annahmen wie in Kap. 2.1.2 kann das Potentialmaximum im Gaußstrahl angegeben werden:

$$V_{00}^{\max} = \frac{\hbar\Gamma^2 c g^2}{4\pi w^2 I_{Sat}} \frac{P}{\Delta} \quad (5.4)$$

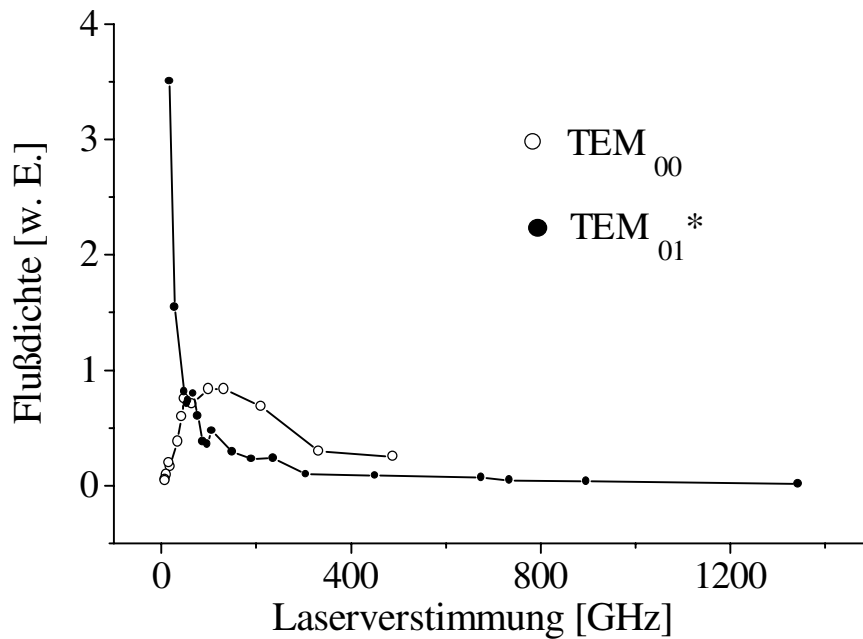


Abb. 5.17 Flußdichte im Fokus in Abhängigkeit von der Laserverstimmung bei konstanter Laserleistung für ein blau verstimmttes TEM₀₁^{*}-Laserfeld und ein rot verstimmttes TEM₀₀- Laserfeld. Beide Laserfelder haben gleiche Strahlparameter und Leistung.

In (5.4) bezeichnet w den Strahlradius Γ die natürliche Linienbreite, P die Leistung, c_g den Clebsch-Gordan-Koeffizienten. Ab einer Laserverstimmung von $\Delta = 100$ GHz sinkt jedoch die Flußdichte bei der Führung im gaußschen Laserstrahl aufgrund der Aufheizung durch die zunehmenden spontanen Prozesse. Im TEM₀₁^{*}-Laserstrahl finden deutlich weniger spontane Prozesse statt (s. Kap. 2.1.3), so daß das Aufheizen durch spontane Prozesse erst bei Verstimmungen unter $\Delta = 10$ GHz zu einer Abnahme der Flußdichte führt. Die Meßwerte ergeben bei einer Laserverstimmung von $\Delta = 18$ GHz eine viermal höhere Flußdichte als die maximale für den TEM₀₀-Mode bei $\Delta = 100$ GHz gemessene Flußdichte.

5.2.7 Das TEM₀₁^{*}- Potential als parametrischer Oszillator

Durch Intensitätsfluktuationen ändert sich die Stärke des Potentials und damit auch die Oszillatorfrequenz in der Zeit. Ein harmonischer Oszillator mit zeitlich veränderlicher Oszillationsfrequenz ω ist aus der klassischen Mechanik als parametrischer Oszillator bekannt [69].

$$\frac{d^2x(t)}{dt^2} + \omega^2(t)x(t) = 0 \quad (5.5)$$

Unter der Annahme, daß die Oszillatorfrequenz eine periodische Funktion der Zeit ist, lassen sich die Lösungen dieser Gleichungen in der folgenden allgemeinen Form angeben:

$$x_1(t) = \mu_1^{i/T} \Pi_1(t) \quad x_2(t) = \mu_2^{i/T} \Pi_2(t) \quad (5.6)$$

Dabei sind Π_1, Π_2 allgemeine periodische Funktionen und die μ_1, μ_2 sind Konstanten. Die Lösungen können in Abhängigkeit von μ_1, μ_2 stabil oder instabil sein. Im stabilen Fall gilt für die Konstanten $|\mu_1| = |\mu_2| = 1$. Im instabilen Fall gilt $\mu \neq 1$ und für die Lösungen gilt in diesem Fall:

$$x_1(t) = \mu_1^{t/T} \Pi_1(t) \quad x_2(t) = \mu_2^{-t/T} \Pi_2(t) \quad (5.7)$$

Jeweils eine der beiden Lösungen steigt mit der Zeit exponentiell an ($x_1(t)$ für $\mu_1 < 1$ und $x_2(t)$ für $\mu_2 > 1$). Im Gleichgewichtszustand des Systems genügt eine beliebig kleine Auslenkung aus der Gleichgewichtslage, um eine zeitlich schnell anwachsende Verschiebung x hervorzurufen. Gilt für die Veränderung der Oszillationsfrequenz:

$$\omega^2(t) = \omega_0^2 [1 + h \cdot \cos(\gamma t)] \quad (5.8)$$

so wachsen die Lösungen mit:

$$\mu = e^{s \frac{\pi}{\omega_0}} \quad \text{mit} \quad s^2 = \frac{1}{4} \left[\left(\frac{h\omega_0}{2} \right)^2 - \epsilon^2 \right] \quad \text{und} \quad \gamma = 2\omega_0 + \epsilon \quad (5.9)$$

über alle Schranken, wenn die Modulationsfrequenz in einem Intervall von :

$$-\frac{h\omega_0}{2} < \epsilon < \frac{h\omega_0}{2} \quad (5.10)$$

um $2\omega_0$ liegt. Die Breite der Resonanz und die Geschwindigkeit des exponentiellen Wachstums wächst mit der Modulationstiefe h . Die parametrische Resonanz findet auch dann statt, wenn die Modulationsfrequenz γ in der Nähe von $2\omega/n$ liegt, wobei n eine beliebige ganze Zahl ist. Jedoch nimmt die Breite der Resonanzgebiete und die Werte des Exponenten s mit h^n ab.

Um den möglichen Einfluß parametrischer Resonanzen, verursacht durch Intensitätsschwankungen des Laserlichtes, zu untersuchen, muß die Frequenz der Intensitätsschwankungen mit der Oszillationsfrequenz im harmonischen Oszillator verglichen werden.

Die Intensitätsschwankungen des Laserlichtes können als ein Frequenzgemisch periodischer Funktionen zwischen 0 Hz und ca. 3000 kHz dargestellt werden. Für 100 GHz Laserverstimmung bei 0.4W Leistung und einer Strahltaile von 40 μm verändern sich die Oszillatorfrequenzen von 96 Hz im Einfangbereich auf 17 kHz im Bereich der Strahltaile²³. Während ihrer Propagation durch das TEM₀₁*- Potential kommen die Atome in Bereiche, in denen die Frequenzen der Laserlichtfluktuationen das Doppelte der Vibrationsfrequenz betragen. In einer Monte-Carlo

²³ Unter Annahme eines Clebsch-Gordan Koeffizienten von 3/5.

Simulation wurde die Bewegung der Atome im TEM_{01}^* -Potential bei Modulation der Laserintensität simuliert. Dabei wurde ein Frequenzgemisch von 90 Frequenzen zwischen 0 und 3000 kHz und ein Modulationshub von 5% angenommen. Die Phasen der Frequenzen untereinander wurden dabei statistisch verändert. Der Einfluß dieser Modulation, die zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Geschwindigkeitsverteilung um ca. eine Photonenrückstoßgeschwindigkeit führt, ist gering.

Eine Ursache für den schwachen Einfluß dieser Fluktuationen ist, daß es sich um ein Frequenzgemisch handelt, worin jede einzelne Komponente nur einen kleinen Anteil an der Gesamtmodulation hat. Insbesondere liegen die Modulationsfrequenzen so niedrig, daß die $2\omega_0$ Bedingung nur weit außerhalb des Bereiches der Strahltaile erfüllt ist. In diesem Bereich legt das Atom innerhalb einer Oszillationsperiode ($T \geq 1\text{ms}$) eine Strecke von 2.8 cm zurück, innerhalb der sich die Oszillationsfrequenz um einen Faktor 2 ändert. Parametrische Resonanzen können bei einem Modulationshub von 5% jedoch nur in einem Frequenzintervall von 10% um die atomare Oszillationsfrequenz angeregt werden.

5.2.8 Diskussion und Bewertung

In diesem Kapitel wurden Experimente zum Führen und Fokussieren metastabiler Neonatome in einem holographisch erzeugten TEM_{01}^* -Lasermode vorgestellt. Dabei konnte die Effizienz des Führungs- und Fokussierungsprozesses um bis zu zwei Größenordnungen gegenüber den in [30] dargestellten Experimenten zum Fokussieren in einem rot verstimmtten TEM_{00} -Lasermode gesteigert werden. Es konnten $1.4 \cdot 10^6$ Atome/s, entsprechend 70% in das TEM_{01}^* -Laserfeld injizierten Atome eingefangen, geführt und auf Distanzen zwischen 10 cm -20 cm auf rms - Durchmesser von 6 μm fokussiert werden. Die in diesem Experiment erreichten Werte für Fluß, Durchmesser und Länge der Fokussierung stellen keine prinzipiellen oberen Grenzen dar, sondern ergeben sich aus den vorhandenen technologischen Möglichkeiten.

Durch Einstellen einer Strahltaile des TEM_{01}^* -Modes im Bereich von einigen μm sollten sich rms- Durchmesser des atomaren Ensemble von unter 1 μm erreichen lassen. Zum Nachweis dieser kleinen Strahldurchmesser sind jedoch wesentlich genauere UHV-Positionierelemente notwendig, wie sie in diesem Experiment nicht zur Verfügung standen.

Um im Fokus des TEM_{01}^* -Laserstrahls Durchmesser des atomaren Ensembles zu erreichen, die im Nanometerbereich liegen, müssen die Atomstrahl- und TEM_{01}^* -Parameter gemäß dem in 2.3.3 vorgestellten Linsenregime eingestellt werden. Hier werden jedoch zur Zeit nicht erreichbare Anforderungen an die Qualität der Strahlquelle und der Lichtfelder gestellt.

Grenzen der Dichteerhöhung

Der atomare Fluß im TEM_{01}^* -Mode ist in diesem Experiment durch die Potentialhöhe des TEM_{01}^* -Laserfeldes an der Eintrittsstelle der Atome und durch die Zahl der Atome in den Geschwindigkeitsklassen innerhalb des Geschwindigkeitseinfangbereiches begrenzt.

Der Geschwindigkeitseinfangbereich kann durch eine Erhöhung der Leistung im TEM_{01}^* -Laserfeld durch Einsatz effizienterer Hologramme oder stärkerer Laserquellen erhöht werden.

Der Gesamtfluß und damit auch der Fluß in unteren Geschwindigkeitsklassen kann durch den Einsatz einer 2D-optischen Melasse im vorderen Quellenbereich der Atomstrahlapparatur um bis zu einem Faktor 10 erhöht werden. Der Möglichkeit, die Potentialhöhe durch eine Verringerung der Strahltaile auf dem Lochspiegel zu erhöhen, sind wegen der Beeinflussung des Strahlprofils durch die Spiegelöffnung Grenzen gesetzt.

Eine Alternative zur Überlagerung des Atomstrahls mit dem TEM_{01}^* -Laserstrahl mittels eines Spiegels stellt die direkte Einstrahlung des TEM_{01}^* -Laserfeldes durch die magnetooptische Melasse dar. Dadurch wird die durch den Lochspiegel hervorgerufene Flußbegrenzung aufgehoben. In ersten Experimenten konnte diese Methode bereits erfolgreich erprobt werden. Hierbei ist zu beachten, daß die Verschiebungen der atomaren Niveaus durch den AC-Stark-Effekt deutlich kleiner als die natürliche Linienbreite sein sollten, um den magnetooptischen Effekt nicht zu stören. Für ein TEM_{01}^* -Laserfeld

einer Verstimmung $\Delta = 200$ GHz und Leistung $P = 1$ W sowie einem Strahlradius von $w = 300$ μm am Ende der magnetooptischen Melasse können Atome mit 0.3 m/s (± 10 vrec) eingefangen werden. Die Linienverschiebung im Maximum des TEM_{01}^* -Potentials beträgt hierbei 0.2 Γ . Unter Anwendung dieser Maßnahmen sollte

ein Fluß von $5 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^8$ Atome/s im Geschwindigkeitseinfangbereich realisierbar sein. Daraus ergibt sich bei einem rms-Durchmesser von $r_D = 1$ μm im Fokus des TEM_{01}^* -Laserfeldes eine realisierbare Dichte von $D = 6 \cdot 10^{12}$ Atome/cm³. Die Methode der direkten Einstrahlung wurde in den Experimenten dieser Arbeit nicht vorrangig behandelt, da für die Untersuchungen der Kühlung im Fokus des TEM_{01}^* -Potentials (s. Kap 6) von den TEM_{01}^* -Parametern unabhängige

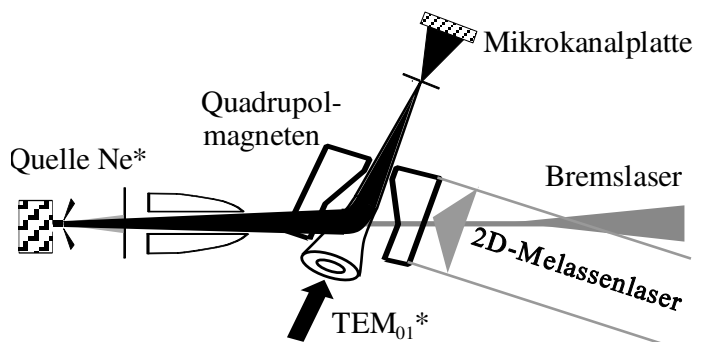


Abb. 5.18 Direkte Einstrahlung des TEM_{01}^* -Laserfeldes durch die 2D-magnetooptische Melasse.

Anfangsbedingungen des Atomstrahls benötigt wurden. Zur Untersuchung der Kühlung wurde eine Variation der TEM_{01} -Parameter über weite Bereiche durchgeführt. Im Falle einer direkten Einstrahlung wäre dadurch die Effizienz der 2D-MOM ebenfalls verändert worden.

Die vorangegangenen Betrachtungen gelten für eine Strahlapparatur mit metastabilen Neonatomen. Eine Steigerung der Dichte im Fokus des Atomstrahls um 2 Größenordnungen in den Bereich von 10^{13} - 10^{14} Atome/ cm^3 sollte für eine Alkalistrahlapparatur möglich sein. Zum einen sind die Flüsse thermischer Alkalimetallquellen um 2 Größenordnungen höher, zum anderen stehen z.B. bei Einsatz von Rubidiumatomen mit Ti:Sa Lasern Laserquellen mit einer zwei- bis dreifach höheren Ausgangsleistung zur Verfügung. Eine weitere Steigerung der Dichten durch Anwendung von Kühlmechanismen wird in Kapitel sechs diskutiert.

6. Kühlung in starken Dipolpotentialen

Die makroskopische Besetzung eines Grundzustandes wurde bisher ausschließlich in schwachen magnetischen Potentialen ($\omega_{\text{vibration}} \approx 100$ Hz) durch evaporatives Kühlen [165] realisiert [6][7][8]. Dieser Mechanismus beruht auf dem Entfernen der heißesten Atome einer thermischen Verteilung und der anschließenden Thermalisation des verbleibenden Ensembles bei einer niedrigeren Gleichgewichtstemperatur. Dieser Kühlmechanismus dauert mehrere 10 Sekunden und erfordert ein getaktetes experimentelles Schema. Zur Realisierung einer kontinuierlichen kohärenten Quelle besteht daher ein großes Interesse, die Besetzung eines Grundzustandes mittels eines kontinuierlich arbeitenden Füllmechanismus zu erreichen. Optische Kühlmechanismen bieten dazu nach bisheriger Kenntnis die besten Voraussetzungen. Der Kühlmechanismus kann dazu eingesetzt werden, laufend bosonische Atome aus einem Reservoir in einen Vibrationszustand des speichernden Potentials, des Atomresonators, zu pumpen. Zudem beruhen optische Kühlmechanismen, anders als das evaporative Kühlen, nicht intrinsisch auf dem Entweichen von Atomen aus dem Potential, was einen hohen Fluß einer zukünftigen kohärenten Quelle begünstigt.

Ein wesentlicher dichtebegrenzender Prozess optischer Kühlmechanismen ist der Verlust bereits in einem Potentialzustand lokalisierter Atome durch Photonenreabsorption. Diese Verluste können in stark bindenden Potentialen unterdrückt werden, wie in Kap. 7.1 ausführlich erläutert wird. Hierbei wird ein Potential als stark bindend verstanden, wenn die Vibrationsfrequenz eines gebundenen Atoms größer oder gleich der Photonenrückstoßfrequenz ist:

$$\omega_{\text{vib}} \geq \omega_{\text{rec}} = \frac{E_{\text{rec}}}{\hbar} = \frac{\hbar k^2}{2m} \quad (6.1)$$

Hierin bezeichnet k den Wellenvektor des zur Kühlung eingesetzten Laserlichtes und m die atomare Masse. Für den $J = 2 \rightarrow J = 3$ Übergang im metastabilen Neon ($\lambda = 640$ nm) beträgt die Photonenrückstoßfrequenz $\omega_{\text{rec}} = 2\pi \cdot 23.9$ kHz.

Laserkühlung in dreidimensionalen Dipolfallen wurde bereits in verschiedenen Anordnungen untersucht. Mittels Ramankühlung²⁴ konnten in einer blau [44] und einer rot [166] verstimmt schwachen Dipolfalle Temperaturen unter dem Photonenrückstoßlimit und Dichten bis zu 10^{12}

²⁴ Die Ramankühlung basiert auf einer Abfolge von geschwindigkeitsselektiven induzierten Ramanprozessen und anschließender spontaner Emission. Die induzierten Ramanprozesse pumpen nur solche Atome aus einem Anfangszustand in einen zweiten Grundzustand, die eine von Null verschiedene Geschwindigkeit haben. Ein zweites Laserfeld pumpt die Atome unter Emission eines Photons wieder in den Anfangszustand zurück. Auf diese Weise sammeln sich Atome mit Geschwindigkeiten unterhalb des Photonenrückstoßlimits im Anfangszustand an.

Atome/cm³ erreicht werden. Die Bedingungen für Bose-Einstein Kondensation konnten jedoch bisher nicht erreicht werden. Das Polarisationsgradientenkühlen wurde in einer starken rot verstimmen Dipolfalle [42] und in einer schwachen blau verstimmen TEM₀₁*-Dipolfalle [167] untersucht. In den Experimenten zum Polarisationsgradientenkühlen in starken Dipolfallen konnte das Dopplerlimit nicht unterschritten werden und auch in der schwachen Dipolfalle konnte ein Kühleffekt nur mit zeitlich getakteten Kühlfeldern realisiert werden.

Ein weiterer Gegenstand aktueller Forschungen ist die Realisierung von optischen Gittern in externen, speichernden Potentialen durch Polarisationsgradientenfeldern [168]. Durch die räumliche Einengung des bindenden Potentials ist die Zahl der zu besetzenden Gitterplätze gegenüber Gittern im freien Raum wesentlich reduziert. Neben der Untersuchung quantenstatistischer Phänome sind in optischen Gittern besonders atomare Transportphänome wie Tunnelprozesse zwischen den Gitterplätzen oder Bewegungen in der sich ausbildenden Bandstruktur des Gitterpotentials von großem Interesse.

In dieser Arbeit wurde erstmals eine detaillierte experimentelle Untersuchung von Polarisationsgradientenkühlen in einem blau verstimmen TEM₀₁*-Laserstrahl mit Modenabständen im Bereich der Photonenrückstoßenergie durchgeführt. Insbesondere wird der Einfluß des AC-Stark-Potential auf den Kühlmechanismus untersucht. Als Basis der experimentellen Untersuchung dient der in Kapitel 5 beschriebene experimentelle Aufbau, der um eine zweidimensionale Kühlzone im Bereich des Fokus des TEM₀₁*-Laserstrahls erweitert wird. Ein Schema des

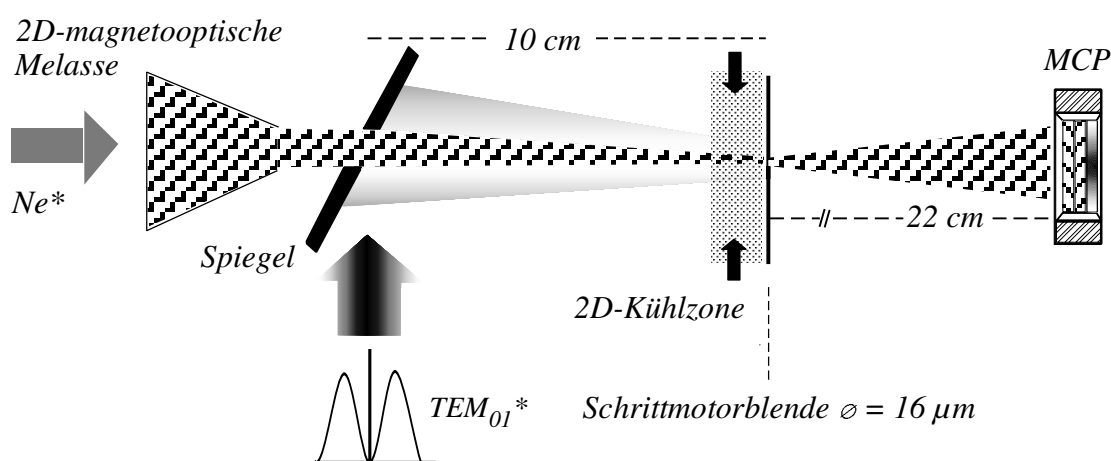


Abb. 6.1 Polarisationsgradientenkühlen in einem TEM₀₁*-Dipolpotential. Der in Kapitel 5 vorgestellte Aufbau zur Fokussierung wird um eine Kühlzone im Bereich des Fokus des TEM₀₁*-Laserfeldes erweitert. Das Kühllaserfeld wird ebenfalls auf dem $J = 2 \rightarrow J' = 3$ Übergang bei 640 nm realisiert.

experimentellen Aufbaus ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Das Kapitel ist wie folgt strukturiert: Zunächst wird der durch Photonenreabsorption verursachte dominierende Verlustprozess und die Möglichkeit ihn durch Kühlung in stark bindenden Potentiale zu unterdrücken erläutert. Im Anschluß an eine Darstellung spezieller Merkmale zweidimensionaler Kühlzonen werden der Aufbau der Kühlzone und die Ergebnisse der Kühlung am freien Atomstrahl erläutert. Vor der Darstellung der experimentellen Ergebnisse zum Polarisationsgradientenkühlen werden theoretische Grundlagen behandelt und der Einfluß von AC-Stark Potentialen auf den Kühlmechanismus diskutiert. Eine Diskussion und Bewertung der Ergebnisse bildet den Abschluß des Kapitels.

6.1 Mehrfachbesetzung gebundener Zustände durch Photonenprozesse

Der limitierende Prozess bei der Mehrfachbesetzung eines Potentialgrundzustandes durch optische Kühlmechanismen sind Verluste bereits lokalisierter Atome aus dem Grundzustand durch Photonenreabsorption. Durch den Lamb-Dicke-Effekt stark gebundener Atome können diese Verluste reduziert werden.

Voraussetzung aller Kühlmechanismen ist eine irreversible Energiedissipation, die bei allen optischen Laserkühlmechanismen durch die spontane Emission geleistet wird. Ein Atom, das nach einem spontanen Prozess in den Grundzustand übergeht, sendet ein Photon aus, das resonant mit gerade diesem Grundzustandsniveau ist. Daher besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit, daß ein anderes Atom im Grundzustand dieses Photon absorbiert und so den Grundzustand verläßt. In Fällen mit makroskopischer Ausdehnung der Wellenfunktion $L \gg \lambda$ kann in dreidimensionalen Anordnungen keine Besetzung des Grundzustandes durch Photonenprozesse erreicht werden, da die Übergangsrate in den Grundzustand $\Gamma_{\text{gain}} \sim (\lambda/L)^n$ im Gegensatz zur Verlustrate durch Reabsorption $\Gamma_{\text{loss}} \sim (\lambda/L)^2$ proportional zur Dimension n ist, so daß $\Gamma_{\text{gain}} < \Gamma_{\text{loss}}$ ist [169]. Die Situation ändert sich in mikroskopischen Fallen durch den Lamb-Dicke-Effekt [170]. Die Übergangsrate $\Gamma_{m,n}$ zwischen zwei Oszillatorzuständen durch einen Photonenprozeß ist in (6.2) angegeben. Darin wird der Photonenimpulsübertrag durch den Operator e^{ikx} berücksichtigt:

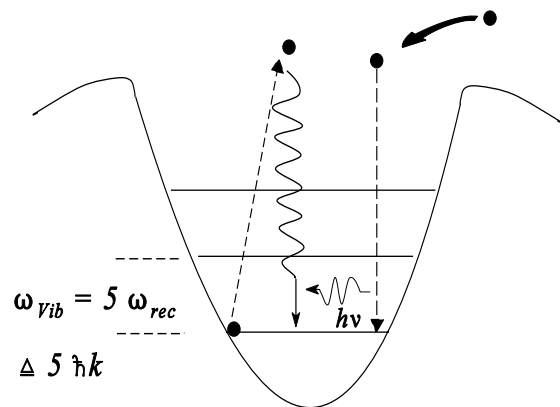


Abb. 6.2 Photonenreabsorption: Atome im Grundzustand absorbieren das Photon eines gerade in den Potentialgrundzustand gepumpten Atoms.

$$\begin{aligned}
\Gamma_{m,n} &\sim \vec{d}\vec{E} \langle m | e^{ikx} |n\rangle \sim \langle m | 1 + ikx - \frac{(kx)^2}{2} + \dots |n\rangle \\
&\sim \langle m | 1 + ikx_0(a+a^\dagger) - (kx_0)^2(a+a^\dagger)^2 + \dots |n\rangle \\
&\sim \langle m | 1 + i \sqrt{\frac{\omega_{Vib}}{\omega_{Rec}}} (a+a^\dagger) - \frac{\omega_{Vib}}{\omega_{Rec}}(a+a^\dagger)^2 + \dots |n\rangle
\end{aligned} \tag{6.2}$$

Hierin bezeichnet x_0 die Ausdehnung der Grundzustandswellenfunktion, a^\dagger , a sind die atomaren Auf- und Absteigeoperatoren, ω_{Vib} bezeichnet die Vibrationsfrequenz im Oszillatorpotential und $E_{Rec}/\hbar = \omega_{Rec} = \hbar k^2/(2m)$ ist die Photonenrückstoßfrequenz. Für $\omega_{Vib} > \omega_{Rec}$ ist aus (6.2) ersichtlich, daß in diesem Fall die Übergänge $\Delta n = 0$ dominieren, d.h. ein Atom im Grundzustand absorbiert zwar ein Photon, jedoch zerfällt das Atom nach der Anregung mit einer größeren Wahrscheinlichkeit wieder in den Ausgangszustand, als in andere Vibrationszustände. Somit sind die Verluste umso stärker unterdrückt, je stärker das harmonische Potential ist. In Dipolpotentialen muß jedoch bei der Erhöhung der Potentialstärke berücksichtigt werden, daß die Verluste durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung um so höher sind, je kleiner der mittlere atomare Abstand ist. Wie in [171] gezeigt wurde, gibt es jedoch einen Bereich der Potentialstärke zwischen $\omega_{Vib} = 0.5 \omega_{Rec} \dots 5 \omega_{Rec}$ für den die Unterdrückung der Reabsorptionsverluste die Zunahme der Dipolkraftverluste übersteigt, so daß für mikroskopische Potentiale auch in dreidimensionalen Anordnungen eine Mehrfachbesetzung des Grundzustandes durch Photonenprozesse möglich sein sollte. Dabei ist jedes Potential mikroskopisch, in dem die Ausdehnung der Wellenfunktion geringer ist als die Wellenlänge des Laserlichtes. Diese Bedingung ist aber erfüllt sobald $\omega_{Vib} > \omega_{Rec}$ ist.

Die Bedingung ist nicht automatisch für alle Oszillatorzustände erfüllt, da die Ausdehnung der Wellenfunktion mit der Quantenzahl skaliert: $r_n = [n\hbar/(2m\omega)]^{1/2}$. Diese Überlegungen werden derzeit in der theoretischen Quantenoptik im Hinblick auf Atomlaserkonzepte intensiv diskutiert und untersucht [171][172][173]. Aus diesen Untersuchungen werden neue Ergebnisse erwartet, die das Verständnis von Systemen stark gebundener neutraler Atome in Wechselwirkung mit Laserstrahlung erweitern.

6.2 Polarisationsgradientenkühlen in zwei Dimensionen

In Kapitel vier wurden bereits die Grundlagen des Polarisationsgradientenkühlens anhand eindimensionaler Konfigurationen erläutert. Die physikalische Situation der in dieser Arbeit untersuchten zweidimensionalen Kühlkonfigurationen ist aufgrund zusätzlicher Freiheitsgrade komplexer und erfordert eine eigenständige Diskussion. In zweidimensionalen Konfigurationen ist die eindeutige Zuordnung Sisyphuskühlen oder $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlens nicht mehr in der gleichen Strenge möglich wie in eindimensionalen Anordnungen. So können in einer zweidimensionalen Konfiguration sowohl der Sisyphusmechanismus als auch der $\sigma^+\sigma^-$ -Mechanismus zum Kühlen beitragen.

Polarisationskonfigurationen in 2D

In zwei Dimensionen gibt es zusätzliche Möglichkeiten ein Lichtfeld mit Polarisationsgradienten zu erzeugen. Die in zwei Dimensionen typischen Anordnungen sind die in Abb.6.3 dargestellten vier Polarisationsanordnungen. In den Anordnungen a) bis c) werden die Atome nach dem Sisyphusschema in der letzten nach dem $\sigma^+\sigma^-$ -Schema gekühlt. Die Anordnungen a) und b) führen im freien Raum zu den gleichen Verhältnissen. In a) stehen zwei in einer Ebene linear polarisierte Stehwellen senkrecht aufeinander. Polarisationsgradienten entstehen erst durch die Kombination der beiden Stehwellen. Jedes Laserstrahlpaar in b) besteht aus zwei senkrecht zueinander linear polarisierten Lichtfeldern. Daher kann Kühlung nach dem Sisyphusschema in jeder Dimension unabhängig vom zweiten Laserpaar stattfinden. In Anordnung c) ist ein zweidimensionales optisches Gitter realisiert. In dieser Konfiguration führen Phasenfluktuationen der drei Laserfelder gegeneinander nicht wie in den Konfigurationen a) und b) zur Deformation der

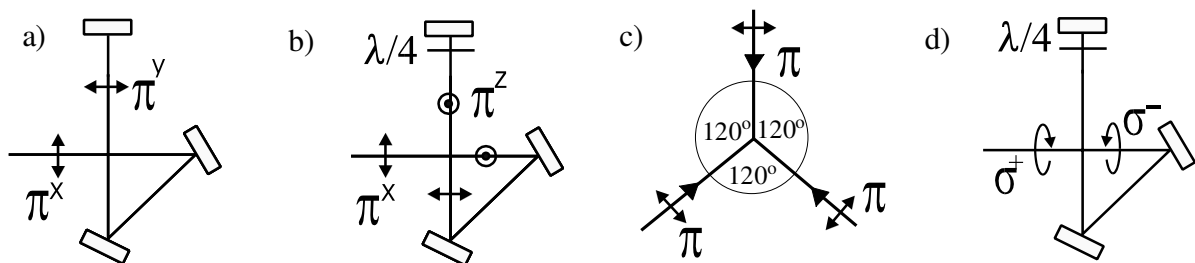


Abb. 6.3 2D-Konfigurationen für Polarisationsgradientenkühlen

- Zwei Stehwellen mit Polarisationen in der Zeichenebene (π_x - π_y -Sisyphusmechanismus)
- Zwei Laserpaare mit orthogonalen linearen Polarisationen innerhalb eines Paares (lin_|_lin- Sisyphusmechanismus)
- Optisches Gitter: Drei Laserstrahlen mit linearen Polarisationen in der Zeichenebene, phasenstabile Anordnung (Sisyphusmechanismus)
- Zwei Laserpaare mit gegensinniger zirkularer Polarisation innerhalb eines Paares ($\sigma^+\sigma^-$ -Mechanismus)

Gitterpotentialtöpfe, sondern es fluktuieren lediglich die Positionen der Gittertöpfe [174]. Der experimentelle Aufbau wurde so gestaltet, daß die Konfigurationen a), b) und d) durch Einsatz von Verzögerungsplatten außerhalb der Vakuumapparatur realisiert werden können, ohne zusätzliche Umbauten durchführen zu müssen. Wesentlich ist die Möglichkeit, zwischen den nach verschiedenen Prinzipien arbeitenden Konfigurationen a),b) und d) umschalten zu können. In Konfiguration c) wirkt kein prinzipiell anderer Kühlmechanismus wie in a) und b). Ein Kühlzonenaufbau, der die Realisierung von Schema c) ermöglicht, kann nur durch apparative Umbauten in der Vakuumkammer auf eine andere Konfiguration umgestellt werden, so daß die Untersuchung dieser Polarisationskonfiguration weiterführenden Untersuchungen überlassen wird.

Im folgenden werden die elektrischen Felder für die $\sigma^+ \text{-} \sigma^-$ -Konfiguration (Abb. 6.3 d) und für die $\pi_x \pi_y$ -Konfiguration angegeben, die in den experimentellen Untersuchungen der Kühlung im TEM_{01} *-Potential realisiert wurden.

$$\vec{E}_{\pi_x \pi_y} = E_0 \begin{pmatrix} e^{iky+i\phi} + e^{-iky+i\phi} \\ e^{ikx} + e^{-ikx} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

$$\vec{E}_{\sigma^+ \sigma^-} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{iky+i\phi} + e^{-iky+i\phi} \\ e^{ikx} + e^{-ikx} \\ i(e^{ikx} + e^{-ikx} + e^{iky+i\phi} + e^{-iky+i\phi}) \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

Hier wurde o.B.d.A die Phasen der beiden Laserstrahlen innerhalb eines Laserstrahlpaares als gleich angenommen und für ein Paar wurde die Phase auf Null gesetzt [148]. Die Einstrahlung der Laserfelder erfolgt in der x- und y- Richtung.

Von der relativen Phase hängt die Intensität in den Maxima des 2D-Kühlfeldes ab. In der $\pi_x \text{-} \pi_y$ -Konfiguration beträgt die Intensität in den Maxima für eine relative Phase von $\phi = 0$ das achtfache $I = 8E_0^2$ und für $\phi = \pi/2$ das vierfache der Intensität eines einzelnen Laserstrahls $I = 4E_0^2$. In der $\sigma^+ \text{-} \sigma^-$ -Konfiguration beträgt $\phi = \pi/2$ die Intensität $I = 4E_0^2$. Im Falle $\phi = 0$ existieren zwei verschiedene Intensitätsmaxima: für Positionen $k \cdot x = k \cdot y = n \cdot \pi$ gilt $I = 4E_0^2$, für $k \cdot x = k \cdot y = (2n+1) \cdot \pi/2$ gilt $I = E_0^2$. Im folgenden wird als Sättigungsparameter die Einzelstrahlsättigung angegeben, die sich aus der Intensität des einfallenden Laserfeldes ergibt.

Einfluß der relativen Phase der beiden Lichtfelder

Einer der wesentlichen Unterschiede der zweidimensionalen Polarisationsgradientenkühlung ist der zusätzliche Parameter der Phase, die die Lichtfelder in den beiden Dimensionen gegeneinander haben können. Insbesondere hängt von dieser Phase die Struktur der Grundzustandspotentiale und damit die Effizienz des Kühlens ab [175]. Schnitte durch die Potentialstruktur einer zweidimensionalen $\sigma^+\sigma^-$ -Anordnung ist in den Abb. 6.4 und Abb. 6.5 dargestellt. Die Berechnung erfolgte für den $J = 2 \rightarrow J = 3$ bei 640 nm im metastabilen Neon und eine Sättigung

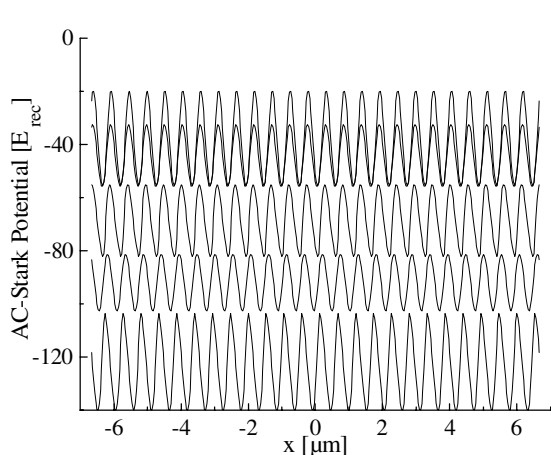


Abb. 6.4 Schnitt durch Grundzustandspotentiale unter Einfluß einer 2D- $\sigma^+\sigma^-$ -Konfiguration für einen $J=2 \rightarrow J=3$ Übergang mit relativer Phase $\phi = \pi/2$ der beiden Stehwellen.

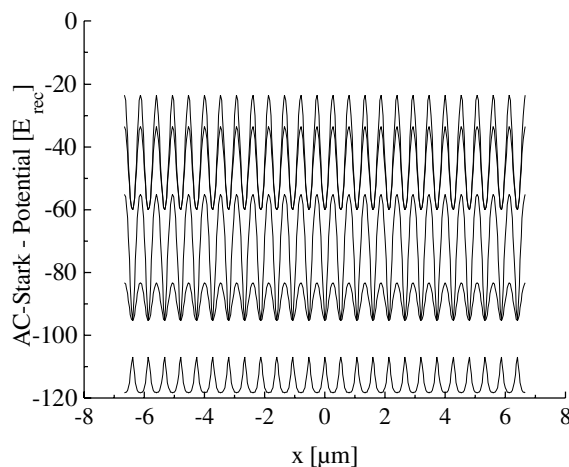


Abb. 6.5 Schnitt durch Grundzustandspotentiale unter Einfluß einer 2D- $\sigma^+\sigma^-$ -Konfiguration für einen $J=2 \rightarrow J=3$ Übergang mit relativer Phase $\phi = 0$ der beiden Stehwellen.

von $S = 0.03$ für den einzelnen Laserstrahl gemäß (2.25). Eine eindeutige Zuordnung der magnetischen Quantenzahlen auf die fünf Grundzustandspotentiale ist nicht möglich (s. Kap. 2.12). Abb. 6.4 zeigt die Situation für eine Phasendifferenz von $\phi = \pi/2$ und Abb. 6.5 für $\phi = 0$. Wie in [175] in theoretischen Berechnungen für zweidimensionale Kühlkonfiguration gezeigt wurde, kann eine Änderung der Phase um 90° dazu führen, daß die Reibungskraft nicht linear mit der Laserstimmung abfällt, sondern ansteigt und sich der Betrag des Diffusionskoeffizienten um einen Faktor drei verändert. In experimentellen Anordnungen mit nichtstabilisierter Phase kann als Mittelwert eine von Null verschiedene Phase angenommen werden [175]. Da in bisherigen Experimenten kein signifikanter Unterschied der Endtemperatur phasenstabiler Konfigurationen gegenüber Kühlexperimenten mit freier, fluktuierender Phase festgestellt werden konnte, wurde auch in den Untersuchungen dieser Arbeit keine Phasenstabilisierung vorgenommen.

Ein besonderer Unterschied tritt zwischen der eindimensionalen und der zweidimensionalen $\sigma^+\sigma^-$ -Konfiguration auf. In zweidimensionalen $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlfeldern sind die Grundzustands-AC-Stark-

Potentiale im Gegensatz zu eindimensionalen Feldern moduliert. Dadurch gibt es auch hier Potentialtöpfe, in denen Atome gebunden werden können, und zusätzlich zum $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlmechanismus findet auch Kühlen nach dem Sisyphusmechanismus statt. Die Abb. 6.6 und 6.7 geben eine zweidimensionale Darstellung der Potentialstruktur für $\phi = \pi/2$ und $\phi = 0$.

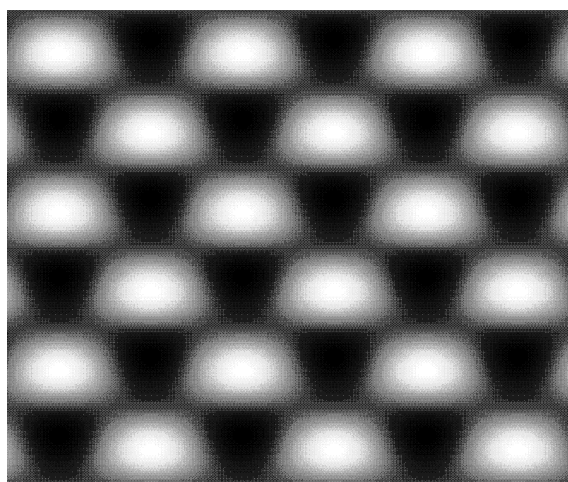


Abb. 6.6 Zweidimensionale Darstellung der Potentiale in einem 2D- $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlfeld für die relative Phase $\phi = \pi/2$. Dunkle Stellen sind Potentialminima.

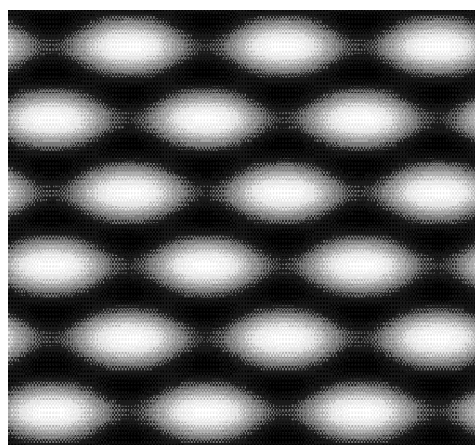


Abb. 6.7 Zweidimensionale Darstellung der Potentiale in einem 2D- $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlfeld für die relative Phase $\phi = 0$. Dunkle Stellen sind Potentialminima.

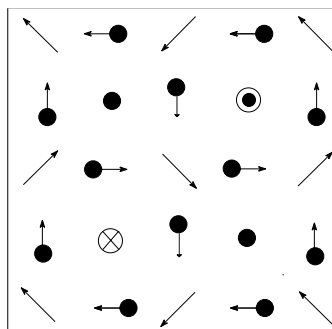


Abb. 6.8 Polarisierungen im 2D- $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlfeld mit relativer Phase der Stehwellen von $\phi = 0$.

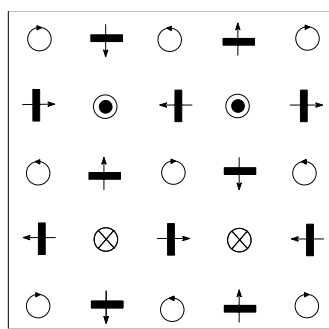


Abb. 6.9 Polarisierungen im 2D- $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlfeld mit relativer Phase der Stehwellen von $\phi = \pi/2$.

- Abb. 6.10** Legende
- Feldknoten
 - ⊗ ⊙ lineare Polarisation senkrecht zur Ebene
 - ↖ lineare Polarisation in der Ebene
 - ↗ lineare Polarisation, 45° zur Ebene
 - ⊙ ⊙ zirkulare Polarisation in der Ebene
 - ⊕ ⊖ zirkulare Polarisation senkrecht zur Ebene

Stellen sind die Minima des Potentials. Die Unterschiede in der Potentialstruktur beruhen auf der Änderung der Polarisierungen [176] im zweidimensionalen Feld in Abhängigkeit von der Phase, wie aus den Abb. 6.8 und 6.9 ersichtlich wird. Desweiteren dominiert in der π_x - π_y Konfiguration für eine Phase von $\phi = 0$ der $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlmechanismus.

6.3 Aufbau und Charakterisierung einer 2D-Kühlzone

Zur Kühlung eines atomaren Ensembles im TEM_{01}^* -Potential wurde eine zweidimensionale Polarisationsgradientenzone aufgebaut, die die Realisierung der $\pi_x \pi_y$; $\text{lin}_\perp \text{lin}_\parallel$ und $\sigma^+ \sigma^-$ -Konfiguration erlaubt (s. Kap. 6.2). Bevor die Kühlzone zur Kühlung im TEM_{01}^* -Potential eingesetzt wird, muß sichergestellt werden, daß die Kühlung im freien Raum mit hoher Effizienz erfolgt.

6.3.1 Experimenteller Aufbau

Die Experimente zur Kühlung in einem TEM_{01}^* -Laserpotential basieren auf dem in Kapitel fünf erläuterten experimentellen Aufbau. Das Laserfeld zur Kühlung im Fokus des TEM_{01}^* -Laserpotentials wird auf demselben $J = 2 \rightarrow J' = 3$ Übergang bei 640 nm eingestrahlt, wie das TEM_{01}^* -Laserfeld. Beim Aufbau der zweidimensionalen Kühlzone und der experimentellen Durchführung kommt der Justage der Ebene der Kühllaserfelder relativ zum Atomstrahl und zum TEM_{01}^* -Laserstrahl eine Schlüsselposition für das Gelingen der Experimente zu. Bereits kleine Winkelabweichungen führen zum Aufheizen in transversaler Richtung. Wie in Kapitel vier erläutert, können Magnetfelder zu einer Verminderung der Effizienz des Polarisationsgradientenkühlens führen und müssen daher sorgfältig kompensiert werden.

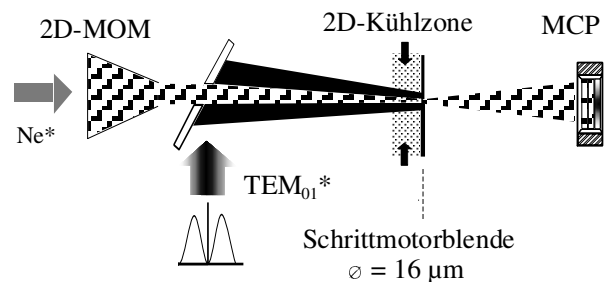


Abb. 6.11 Experimenteller Aufbau

Das Kühlfeld wird am Ort der TEM_{01}^* -Strahlteile realisiert; Abstand: Lochspiegel-Strahlteile: $d = 10.5$ cm; Abstand: Strahlteile-MCP: $d = 22$ cm zur MCP. Die Strahlteile liegen auf der Schrittmotorblende.

Präparation der Lichtfelder

Der schematische Aufbau der Kühlzone und der Präparation der Lichtfelder ist in der Abb. 6.12 dargestellt. Das Laserlicht mit $\lambda = 640$ nm, wird über eine Glasfaser an die Experimentierzone herangeführt. Die Frequenz des Kühllichtes kann durch Einsatz akustooptischer Modulatoren um $\Delta_{\text{Kühl}} = 0 \dots -15\Gamma$ gegen die atomare Resonanzfrequenz verstimmt werden. Die Einstellung der Polarisation und der Laserleistung erfolgt durch eine Kombination von $\lambda/4$, $\lambda/2$ -Platten und eines Polarisationsfilters. Die zwei Stehwellenfeldern werden durch eine Anordnung von Spiegeln in der Vakuumapparatur aus dem eingehenden Laserlichtfeld erzeugt. Der Endspiegel befindet sich außerhalb der Vakuumapparatur und ist damit für eine Justage frei zugänglich.

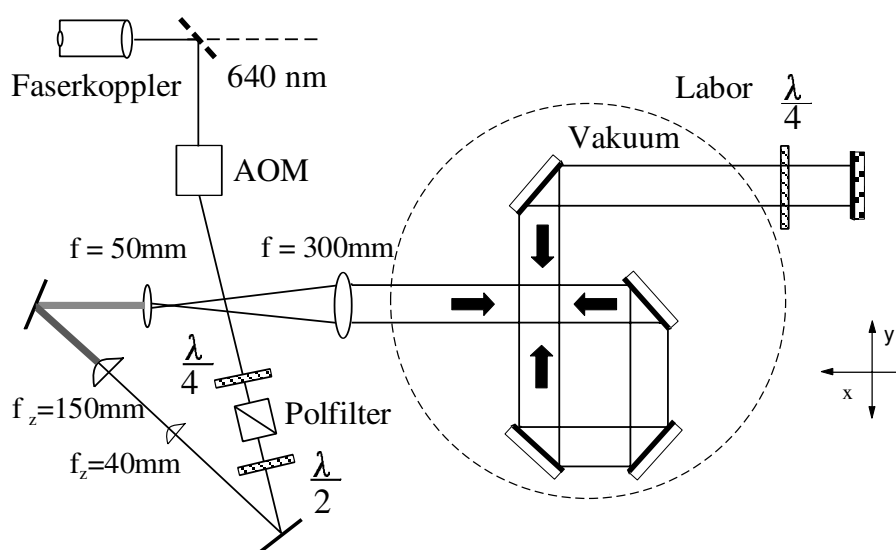


Abb. 6.12 Präparation der Lichtfelder der 2D-Kühlzone:

Das Laserlicht wird über eine Glasfaser zum Experiment geführt. Ein elliptisches Lichtfeld der Strahltaillen $w_x = 9.2$ mm und $w_y = 3$ mm wird durch ein Zylinder- und ein Rundlinsenteleskop präpariert. Dadurch werden eine ausreichende Wechselwirkungszeit von 300-500 μ s und genügend hohe Intensitäten sichergestellt. In der ersten Ordnung des AOM steht eine Leistung von $P = 50$ mW zur Verfügung.

Das Vakuumfenster, durch das das Lichtfeld austritt, und die Lambdaviertelplatte ist besser als 1% entspiegelt, so daß die auftretenden Intensitätsungleichgewichte von hin- und zurücklaufenden Strahlen zu vernachlässigen sind. Zur Vermeidung von Polarisationsdrehungen ist der Strahlengang weitestgehend so aufgebaut, daß die Reflexionswinkel innerhalb von $5-10^\circ$ des für die Spiegel spezifizierten Winkel liegen. Für das π_x - π_y Kühlen ist die Polarisation des Lichtfeldes bezüglich der Einfallsebene der Spiegel s-polarisiert, so daß Polarisationsdrehungen an den dielektrischen Schichten weitestgehend zu vernachlässigen sind. Das eingehende Lichtfeld ist mit einem Verhältnis der beiden senkrecht aufeinander stehenden Feldvektoren von 1:50 linear polarisiert. Nach einem Umlauf durch die Kühlzone ist die Polarisation mit einem Hauptachsenverhältnis des Polarisationsellipsoids von 1:15 noch ausreichend linear polarisiert. Der Einfluß von Polarisationsdrehungen ist beim $\sigma^+\sigma^-$ -polarisierten Lichtfeld aufgrund p-polarisierter Anteile der Lichtfelder an den Spiegeln stärker ausgeprägt. Das eingehende Lichtfeld ist mit einem Hauptachsenverhältnis von 26:29 zirkular polarisiert; nach einem Umlauf beträgt das Hauptachsenverhältnis noch 13:16.

Justage der Zone

Zur Vermeidung von Aufheizeffekten wurde die Achse der Kühlzone (Flächennormale durch den Schnittpunkt der vier Laserstrahlen) mit der Achse des TEM_{01} *-Modes überlagert. Bildet die Ebene der Kühlaserstrahlen einen Winkel mit der Achse des TEM_{01} *-Lasers, regelt die

Kühlzone die transversale Geschwindigkeit auf einen von Null verschiedenen Wert bezüglich der TEM_{01} -Achse ein, was zu einem zusätzlichen Aufheizen in der transversalen Dimension führt. Bei einer mittleren Geschwindigkeit von 28 m/s führt bereits eine Winkelabweichung von 0.5° zu einem Regelpunkt der transversalen Geschwindigkeit von $7.8 v_{rec}$.

Zur Justage wurde die Ebene der Laserstrahlen der Kühlzone senkrecht zur Atomstrahlachse bei geöffneter Vakuumkammer voreingestellt. Dazu diente ein mit dem Atomstrahl auf 5 mrad parallelisierter Helium-Neon Laserstrahl als Referenz. Ein 90° Umlenkprisma wurde am Ort der Kühlzone auf Rückreflex mit dem He-Ne Laserstrahl justiert. Der einfallende Laserstrahl der Kühlzone wurde dann mit einer Genauigkeit von 1 mrad mit dem vom Prisma umgelenkten He-Ne-Laserstrahl überlagert. Die Feineinstellung geschieht anhand der MCP-Bilder des durch den Lochspiegel tretenden Atomstrahls. Durch Justage der Kühlzone und der Position des Lochspiegels wird der Regelpunkt der Kühlzone bis auf ein CCD-Pixel genau, entsprechend einer Genauigkeit von 0.5 mrad, mit der Achse des freien, ungekühlten Atomstrahls überlagert.

Kompensation der Magnetfelder

Magnetfelder haben, wie in Kapitel vier, erläutert störenden Einfluß auf die Effizienz des Polarisationsgradientenkühlens. Daher wurden 3 Spulenpaare in Helmholtzanordnung außerhalb der Vakuumapparatur zur Kompensation von magnetischen Streufeldern eingesetzt. Die magnetischen Streufelder setzen sich im wesentlichen aus drei Komponenten zusammen:

1. Erdmagnetfeld mit stärkster Komponente von ca. 0.4 G
2. Streufelder der Spulen zur Erzeugung des Magnetfeldes zur Abbremsung des Atomstrahls nach der Zeemanmethode in der Größenordnung von 0.7 G in der Wechselwirkungszone-Zone. Diese Felder sind besonders problematisch, da sie am Ort der Kühlzone ein inhomogenes Magnetfeld mit Gradienten von bis zu 0.05 G/cm erzeugen.
3. Streufelder der Permanentmagneten des UHV-Schrittmotors in der Größenordnung von 0.4 G am Ort der Wechselwirkungszone.

Die Kompensationsfelder wurden bei geöffneter Vakuumapparatur mittels einer Förstersonde voreingestellt. Die exakte Kompensation erfolgte schließlich anhand des atomaren Signals auf der Mikrokanalplatte. Dazu wurden magnetfeldsensitive geschwindigkeitsselektive Ramanresonanzen (VSR a.d. engl.: Velocity Selective Resonances) benutzt. Dieser Effekt ist bereits aus 1D-Untersuchungen bekannt [143][177], wurde aber in diesem Experiment erstmals in 2D beobachtet und untersucht. Der vorgestellte experimentelle Aufbau erlaubt hierzu eine bessere

Auflösung und ein größeres Signal-zu-Rausch-Verhältnis gegenüber bisher durchgeführten Untersuchungen. Die beobachteten Effekte können mit der bisherigen 1D-Theorie nicht vollständig in Einklang gebracht werden. Eine detaillierte Untersuchung der beobachteten 2D-Effekte ist für ein tieferes Verständnis der Vorgänge in einer 2D-Kühlzone von großem Interesse und ist daher Gegenstand eigenständiger Untersuchungen im Rahmen einer Dissertation [178]. Im folgenden wird auf die VSR-Effekte nur soweit eingegangen, wie es zur Durchführung der Magnetfeldkompensation erforderlich ist.

VSR - Geschwindigkeitsselektive Ramanresonanzen

In Anwesenheit eines Magnetfeldes können im Kraftprofil des Polarisationsgradientenkühlens geschwindigkeitsselektive Ramanresonanzen zwischen den magnetischen Grundzuständen auftreten. Dadurch werden die Atome im Lichtfeld auch auf transversale Geschwindigkeiten ungleich Null geregelt. Diese Effekte können auftreten für Larmorfrequenzen ω_{Larmor} im Bereich:

$$\Gamma_p \ll \omega_{\text{Larmor}} \ll \Gamma \quad (6.5)$$

Darin bezeichnet Γ_p die optische Umpumprate zwischen den magnetischen Grundzuständen und Γ die natürliche Linienbreite des Überganges. Da durch einen Laserstrahl nur Übergänge mit $\Delta m = 0, \pm 1$ induziert werden können, ist die Zahl der Ramanresonanzen auf je fünf in einer Dimension beschränkt mit: $\Delta m = 0, \pm 1, \pm 2$. Im Resonanzfall entspricht die Dopplerverschiebung gerade den Energiedifferenzen der magnetischen Unterzustände. Somit ergeben sich die Geschwindigkeitsregelpunkte aus der Resonanzbedingung:

$$\vec{k} \cdot \vec{v} = n \cdot \frac{\omega}{2} \quad \text{mit } n = 0, \pm 1, \pm 2 \quad (6.6)$$

Welche Regelpunkte der Geschwindigkeit in einer gegebenen Anordnung auftreten, hängt von der Polarisation der Lichtfelder und der Richtung des Magnetfeldes ab. Diese Gitterstrukturen

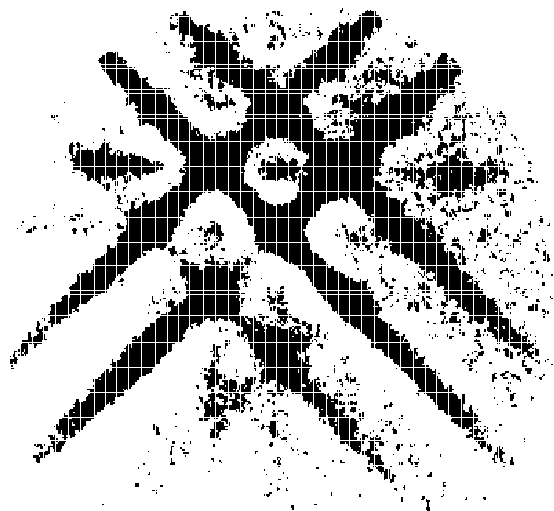


Abb. 6.13 MCP-Bild des Atomstrahls in Anwesenheit eines Magnetfeldes $B_x = B_y = B_z = 200$ mG. Aufgrund des VSR-Effektes kommt es zu mehreren Regelpunkten der Geschwindigkeit. Dem Geschwindigkeitsregelpunkt für $v = 0$ entspricht der intensive schwarze Fleck links oben.

im Impulsraum führen zu MCP-Bildern wie in Abb. 6.13 dargestellt. Damit die unterschiedlichen longitudinalen Geschwindigkeiten der Atome im Atomstrahl nicht zu einem Auswaschen der beobachteten transversalen Geschwindigkeitsresonanzen führen, wurde durch eine Flugzeitmethode aus dem Atomstrahl nur eine Geschwindigkeitsklasse ($28 \pm 0.5\text{m/s}$) ausgewählt. Unter Berücksichtigung der linearen Abhängigkeit des Betrages der Geschwindigkeitsregelungspunkte vom Betrag des Magnetfeldes kann mit Hilfe des VSR-Effektes die Kompensation der Magnetfelder erfolgen. Bei verschwindendem Magnetfeld regelt das Kühllichtfeld nur noch auf die Geschwindigkeitsklasse $v = 0$. In diesem Fall ergeben sich Bilder vom gekühlten Atomstrahl wie sie im folgenden Kapitel in Abb. 6.15 dargestellt sind.

6.3.2 Charakterisierung der Kühlzone im freien Raum

Zur Analyse der Kühleffizienz im freien Raum wurde die 2D-magnetooptische Melasse so justiert, daß die Dopplerkräfte dominieren und die transversale Geschwindigkeitsverteilung nur aus einer gaußförmigen Verteilung der Breite $\sigma = 10 v_{\text{rec}}$ (Dopplerlimit $\sigma = 9.3 v_{\text{rec}}$ mit der Photonenrückstoßgeschwindigkeit: $v_{\text{rec}} = \hbar k/m = 3.1 \text{ cm/s}$) besteht. Im Sub-Doppler-Betrieb der 2D-MOM wird die transversale Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls (s. Kap. 4) durch eine Doppelgaußverteilung beschrieben, was die Analyse der durch die zusätzliche 2D-Kühlzone beeinflussten Verteilungen wesentlich erschweren würde. Die Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilungen erfolgt aus den Ortsverteilungen auf der MCP (s. Abb. 6.14 u. Kap. 3.3.2).

Anhand der Geschwindigkeitsverteilungen wurde verifiziert, daß Geschwindigkeitsbreiten weit unter dem Dopplerlimit für im freien Raum typische Einzelstrahlsättigungen von $S = 0.004 - 0.02$ erreicht wurden. Eine effiziente Kühlung wurde

sowohl bei einer Laserverstimmung von $\Delta = -3.5\Gamma$ als auch bei $\Delta = -9\Gamma$ beobachtet. Die Ortsraumverteilungen auf der MCP unter Einfluß der Kühlzone und die zugeordneten Geschwindigkeitsverteilungen für eine Messung in $\pi_x\text{-}\pi_y$ -Konfiguration sind in Abb. 6.15 dargestellt. In dieser Messung betrug die Sättigung $S = 0.004$ bei einer Laserverstimmung von $\Delta = -9\Gamma$ und einer Wechselwirkungszeit der Atome in der Kühlzone von $60 \mu\text{s}$. (be-

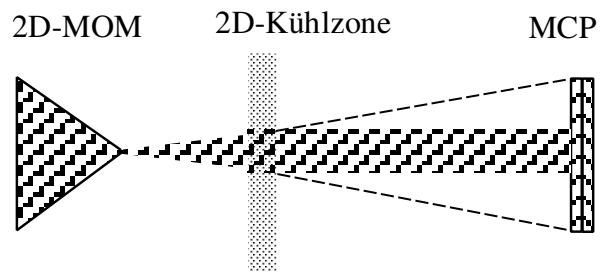


Abb. 6.14 Schematischer Aufbau zur Charakterisierung der Kühlzone. Der Abstand der Zone zur 2D-MOM beträgt 12 cm und zur MCP 22 cm. Aus den Ortsverteilungen des Atomstrahls auf der MCP kann auf den Einfluß des Kühllaserfeldes geschlossen werden

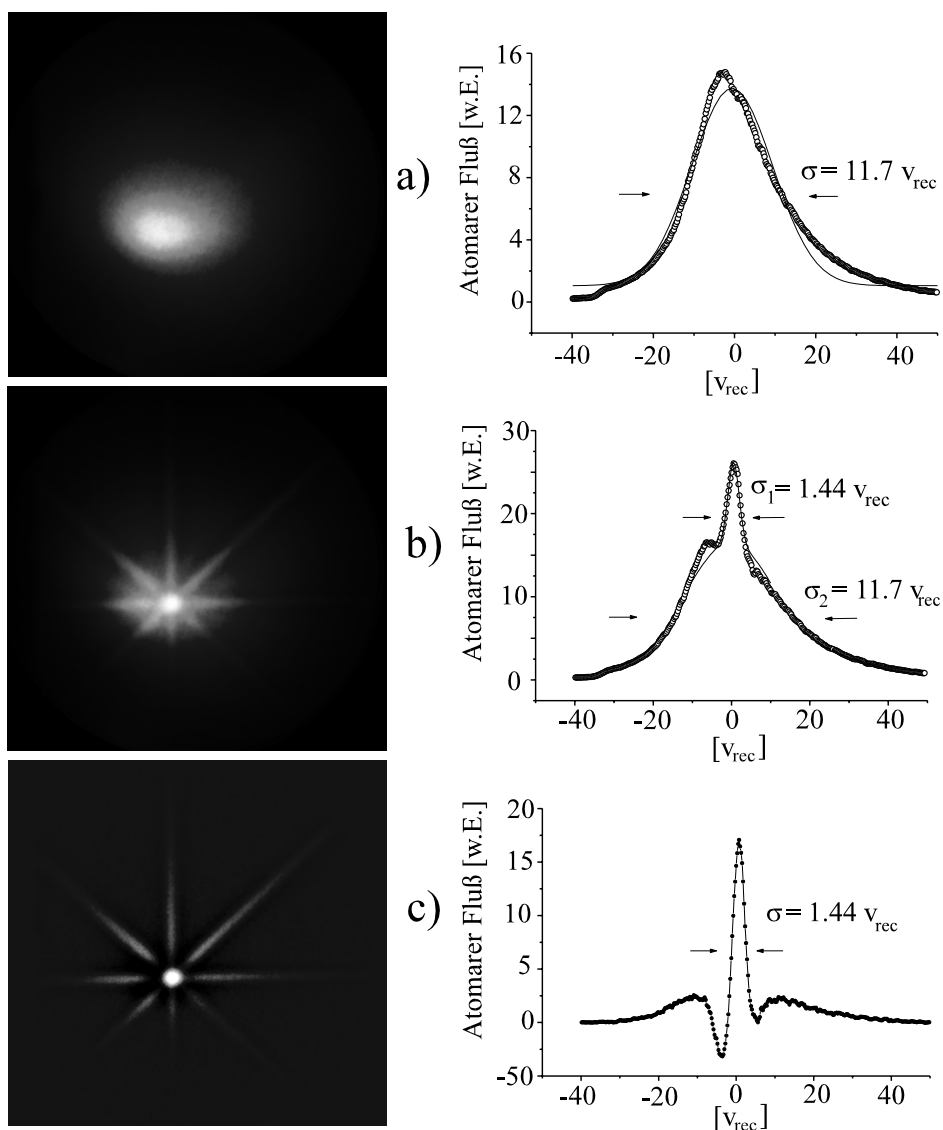


Abb. 6.15 a) links: Ortsraumverteilung; rechts: Geschwindigkeitsverteilung ohne Kühlaserfeld. b) Verteilungen mit Kühlaserfeld. c) Die Anfangsverteilung ohne Kühlfeld wurde von der Geschwindigkeitsverteilung mit Kühlfeld abgezogen. Deutlich zu erkennen sind die Diffusionskanäle in der Ortsverteilung. Sie resultieren aus Richtungen im 2D- Kühlfeld entlang derer kein Polarisationsgradient gegeben ist, und die Atome nur geringe dämpfende Kräfte erfahren, so daß die Diffusion überwiegt und eine Aufheizung stattfindet.

rechnet für eine mittlere longitudinale Geschwindigkeit $v_{\text{long}} = 28 \text{ m/s}$).

Für das Kühlen im TEM_{01}^* - Dipolpotential sind ausreichende Wechselwirkungszeiten notwendig, damit die Meßergebnisse nicht durch transiente Effekte (s. Kapitel 4) beeinflußt werden. Durch Variation der Länge der Wechselwirkungszone im Bereich von $l = 0..10 \text{ mm}$, entsprechend Wechselwirkungszeiten von $0..300 \mu\text{s}$, wurde beobachtet, daß im freien bereits bei Wechselwirkungszeiten von $100 \mu\text{s}$ eine effiziente Kühlung erfolgt. In der Abb. 6.16 sind einige Geschwindigkeitsverteilungen aus der Meßreihe zur Variation der Wechselwirkungszeit dar-

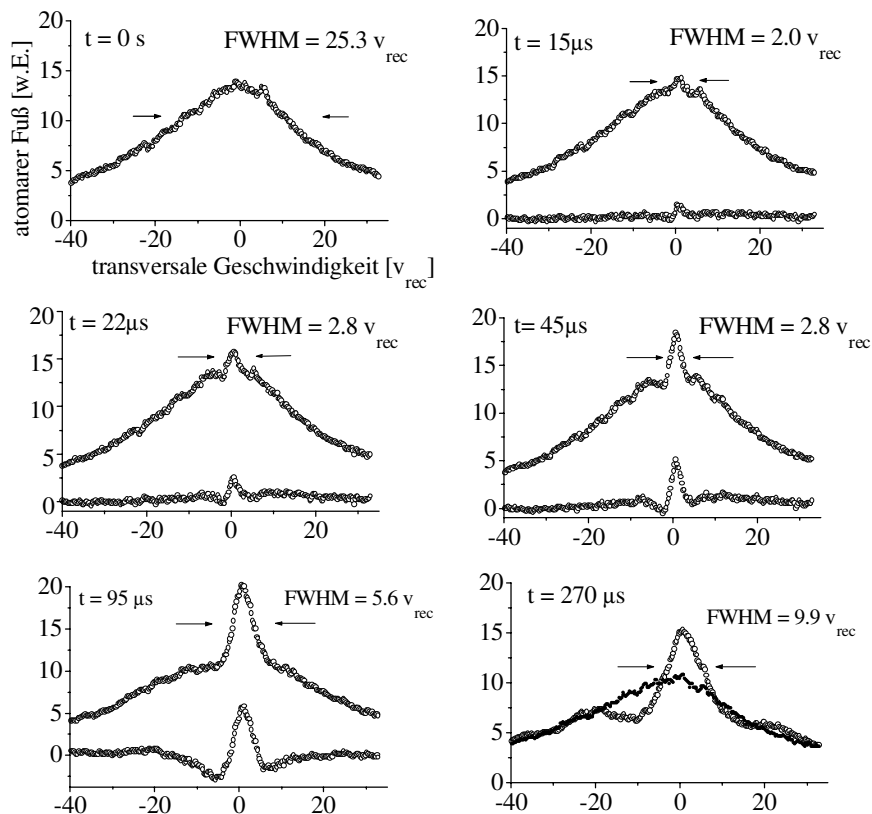


Abb. 6.16 Kühlung im freien Raum: Geschwindigkeitsverteilungen des gekühlten Atomstrahls für verschiedene Wechselwirkungszeiten; Photonenrückstoßgeschwindigkeit: $v_{\text{rec}} = \hbar k/m = 3.1 \text{ cm/s}$ für metastabiles Neon bei $\lambda = 640 \text{ nm}$)

gestellt. Dabei ist zusätzlich die Differenz der gekühlten und der ungekühlten Verteilungen angegeben. Anhand der Differenzverteilungen ist deutlich zu erkennen, daß sich in den Verteilungen unter Einfluß des Kühlfeldes mehr Atome in niedrigeren Geschwindigkeitsklassen befinden als ohne Einwirkung des Kühlfeldes. Die negativen Minima zeigen, daß diese Atome in den höheren Geschwindigkeitsklassen fehlen. Extrem schmale Geschwindigkeitsverteilungen mit Halbwertsbreiten am Photonenrückstoßlimit wurden für sehr kurze Wechselwirkungszeiten unterhalb von $\tau = 45 \mu\text{s}$ beobachtet. Mit zunehmender Wechselwirkungszeit werden die gemessenen Verteilungen bis $\tau = 270 \mu\text{s}$ breiter. In detaillierteren Untersuchungen dieser Art in [178] wurde festgestellt, daß ein Sättigungsbereich ab ca. $200 \mu\text{s}$ erreicht wird. Aus der Geschwindigkeitsverteilung für $270 \mu\text{s}$ wird ersichtlich, daß der Anteil der gekühlten Verteilung an der Gesamtzahl signifikant zugenommen und der der ungekühlten abgenommen hat. Zum direkten Vergleich wurde hier zusätzlich zur gekühlten Verteilung die ungekühlte Anfangsverteilung angegeben. Aufgrund der transversalen Ausdehnung des Atomstrahls am Ort der Kühlzone, die mit einem rms-Durchmesser von $\sigma = 1 \text{ mm}$ in derselben Größenordnung liegt wie die gemessene

nen Ortsraumverteilungen auf der MCP, ist eine exakte Bestimmung der Breiten der Geschwindigkeitsverteilungen für längere Wechselwirkungszeiten $\tau > 45 \mu\text{s}$ nicht möglich. Bei den sehr schmalen Verteilungen, die aus Wechselwirkungszeiten bis zu $\tau = 45 \mu\text{s}$ resultieren, kann jedoch angenommen werden, daß nur ein kleiner Anteil der Atome in der Nähe der Strahlachse zur gekühlten Verteilung beiträgt. Dies wird aus der Lage der beiden Minima in der Differenz von gekühlter und ungekühlter Verteilung ersichtlich. In diesem Fall ist somit die relevante Ortsraumverteilung am Ort der Kühlzone kleiner als die auf der MCP und die Angabe der Breite der gekühlten Geschwindigkeit kann mit einem Fehler von $\Delta v = \pm 0.3 v_{\text{rec}}$ erfolgen. Eine detaillierte Untersuchung und Analyse der Entwicklung dieser extrem kalten Verteilungen für kleine Wechselwirkungszeiten erfolgt in [178].

6.4 Theoretische Grundlagen zum Polarisationsgradientenkühlen in Dipolpotentialen

Die Theorie zur Kühlung stark gebundener Atome ist Gegenstand aktueller Forschung und keineswegs abgeschlossen. Die in dieser Arbeit gemessenen Abhängigkeiten und Formen der Geschwindigkeitsverteilungen von der TEM_{01}^* -Potentialstärke sind, aufgrund der komplexen Zusammenhänge, zur Zeit quantitativ unverstanden und bedürfen einer intensiven theoretischen Untersuchung. In diesem Kapitel soll – aufbauend auf der Theorie der Polarisationsgradientenkühlung und der optischen Gitter im freien Raum – anhand grundsätzlicher physikalischer Überlegungen der Einfluß der AC-Stark-Potentiale auf den Kühlmechanismus diskutiert werden.

6.4.1 Hamilton- und Wechselwirkungsoperator

Die Physik der Kühlung im Dipolpotential kann durch die Bewegungsgleichung der Dichtematrix ρ der verallgemeinerten Blochgleichung (2.3) beschrieben werden. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten zur Kühlung im TEM_{01}^* -Dipolpotential wurden das TEM_{01}^* -Laserfeld und das Kühllaserfeld auf dem gleichen atomaren Übergang $J=2 \rightarrow J'=3$ bei 640 nm im metastabilen Neon realisiert. Insbesondere hat dadurch das Dipollaserfeld nicht nur einen Einfluß auf die Grundzustände, sondern auch auf die Potentialstruktur im angeregten Zustand des Kühlüberganges. Im gegebenen Fall unterscheiden sich die beiden Lichtfelder um drei Größenordnungen, daher können induzierte Kopplungen zwischen den angeregten Zeeman-Multipletts vernachlässigt werden und die Drehwellennäherung (RWA) kann für jedes der beiden Laserfelder einzeln angewendet werden [54]. Der Hamiltonoperator, der den Einfluß des Dipolpotentials und des Kühlfeldes beschreibt, lautet daher:

$$H = \frac{p^2}{2m} + (-\hbar\Delta_D P_D + V_D(\vec{r})) + (-\hbar\Delta_K P_K + V_K(\vec{r})) \quad (6.7)$$

Hierin sind Δ_D, Δ_K die Verstimmungen des Dipolfeldes und des Kühlfeldes zur atomaren Resonanz, P_D, P_K die Projektoren auf die angeregten Zustände des Überganges für das Dipollaserfeld und des Kühllaserfeldes, V_D und V_K die Wechselwirkungsoperatoren der beiden Lichtfelder mit dem Atom. Für Mehrniveausysteme lautet der allgemeine Wechselwirkungsoperator Atom-Lichtfeld [54]:

$$\hat{V} = \vec{\mu} \cdot \vec{E} = \sum_{q=\pm 1,0} \mu_q E_q = \sum_{q=\pm 1,0} \frac{\langle \|\mu\| \rangle}{\sqrt{2J_e+1}} |m_e\rangle \langle m_g| C_{m_a m_g}^q E_q \quad (6.8)$$

E_q beschreibt die Komponenten des elektrischen Feldes in einer sphärischen Drehimpulsbasis. Dabei setzt sich das Lichtfeld aus dem TEM_{01}^* -Laserfeld und dem gauß'schen Kühllaserfeld zusammen. Die bisher durchgeführten Rechnungen zum Kühlen in Dipolpotentialen wurden durch adiabatische Elimination [54][179][180] des angeregten Zustandes vereinfacht. Dabei werden die Kohärenzen und Besetzungen der angeregten Zustände in den Berechnungen vernachlässigt, da sie sich mit einer wesentlich höheren Rate als die Grundzustandsvariablen an die Umgebung anpassen und daher als stationär betrachtet werden können.

Diese Vereinfachung ist jedoch nur für Sättigungen $S \ll 1$ gültig. In den in dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen zum Kühlen in Dipolpotentialen wurde nur für Sättigungen von $S = 0.2..0.6$ (Maxima des 2D-Laserfeldes) eine effiziente Kühlung beobachtet, für die die adiabatische Näherung nur als unzureichend erfüllt ist.

6.4.2 Polarisationsgradientenkühlen in AC-Stark-Potentialen

Die physikalische Situation in Anwesenheit des TEM_{01}^* - und des Kühllaserfeldes ist im wesentlichen durch die AC-Stark-Potentiale der superponierten Laserfelder geprägt. Die AC-Stark Potentiale ergeben sich für Mehrniveausysteme als Diagonalelemente des Wechselwirkungsoperators Atom-Lichtfeld (6.8). Im allgemeinen existieren für metastabile Neonatome im Zustand $J = 2$ fünf verschiedene Potentiale, für die eine eindeutige Zuordnung der Potentiale auf die Zeemanniveaus nur für bestimmte Lichtfeldpolarisationen²⁵ möglich ist (s. Kap.2.1.2).

Die Nebendiagonalelemente beschreiben Kopplungen zwischen zwei Zeemanzuständen durch

²⁵ So z.B. für ein zirkular polarisiertes TEM_{01}^* -Lichtfeld, dem ein 2D-Kühlfeld in π_x - π_y -Konfiguration überlagert ist. In der π_x - π_y -Konfiguration existieren ausschließlich σ -polarisierte Lichtfeldanteile bezüglich der Ausbreitungsrichtung des TEM_{01}^* , so daß der Wechselwirkungsoperator bezüglich der Zeemanunterzustände diagonal ist und eine eindeutige Zuordnung der Potentiale auf die Zeemanzustände, wie (2.24) in Kap. 2.1.2 angegeben, möglich ist.

das TEM_{01}^* -Laserfeld induzierte Ramanprozesse, die zu vernachlässigen sind, da im TEM_{01}^* -Laserfeld nur eine Frequenz zur Verfügung steht und es sich daher um nichtresonante Ramanübergänge handelt. Nur für entartete Grundzustände kann ein resonanter Ramanprozess stattfinden. Die Entartung ist jedoch außer auf der Achse des TEM_{01}^* -Laserfeldes durch die AC-Stark-Verschiebung im Lichtfeld aufgehoben. Ramanübergänge durch eine Frequenz aus dem TEM_{01}^* -Feld und eine aus dem Kühllaserfeld sind aufgrund des großen Unterschiedes der Frequenzen ebenfalls sehr unwahrscheinlich.

Der Einfluß des TEM_{01}^* -Potentials auf den Kühlmechanismus erfolgt somit im wesentlichen durch die Verschiebung der Grundzustandsniveaus, die eine ortsabhängige effektive Laserverstimmung des Kühllaserfeldes zur Folge haben.

Einfluß des AC-Stark-Potentials auf den Kühlmechanismus

Aus der AC-Stark-Verschiebung der Grundzustände und angeregten Zustände ergibt sich eine ortsabhängige effektive Frequenzverstimmung des Kühllaserfeldes, die Einfluß auf den Kühlprozeß nimmt. Diese Situation ist in Abb. 6.17 für den $J = 2 \rightarrow J = 3$ Übergang im metastabilen Neon veranschaulicht. Dargestellt sind die AC-Stark-Potentiale für den Grund- und angeregten Zustand für ein $\sigma+$ polarisiertes Kühllichtfeld. Diese Situation ist in einem Potentialminimum einer 2D-Kühlzone in $\pi_x\text{-}\pi_y$ -Anordnung für ein zirkular polarisiertes TEM_{01}^* -Laserfeld gegeben. In diesem Fall ist der Hamiltonoperator bezüglich der Ausbreitungsrichtung des TEM_{01}^* -Laserstrahls diagonal.

Das Kühllaserfeld habe eine Verstimmung von $\Delta_{\text{Kühl}} < 0$ bezüglich des atomaren Überganges. Somit gilt: $\omega_{\text{Laser}} = \omega_0 - \Delta_{\text{Kühl}}$. Ein Atom im Grundzustand $m_J = 2$, das sich auf der Achse des TEM_{01}^* -Laserfeldes befindet, sieht eine Laserstrahlung der im Laborsystem eingestellten Frequenz. Befindet sich das Atom in einem Abstand x von der Achse,

führen die Potentialverschiebungen

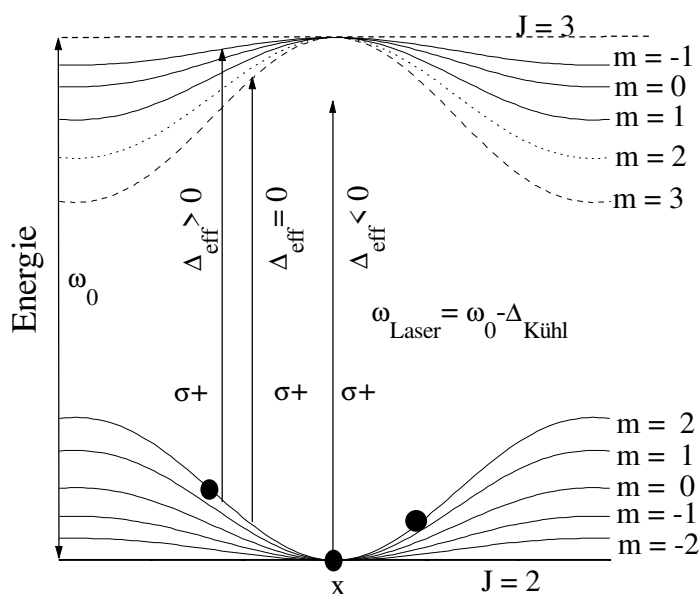


Abb. 6.17 AC-Stark-Potentiale im zirkular polarisierten TEM_{01}^* -Laserfeld für den Grund- und angeregten Zustand auf einem $J = 2 \rightarrow J = 3$ Übergang. Die AC-Stark Verschiebung führt zu einer ortsabhängigen effektiven Laserverstimmung des Kühllichtes.

im Grund- und angeregten Zustand dazu, daß das Atom eine Laserstrahlung der effektiven Frequenzverstimmung:

$$\Delta_{eff}(r) = \Delta_{Kühl} + \frac{2|V_{Pot}(r)|}{\hbar} \quad \text{mit} \quad \Delta_{Kühl} < 0 \quad (6.9)$$

erfährt. Diese für den Kühlprozeß relevante effektive Verstimmung ergibt sich aus der eingestellten Kühllaserverstimmung $\Delta_{Kühl}$ bezüglich der atomaren Übergangsfrequenz ω_0 und dem Potential V_{pot} der Grund- und angeregten Zustände. Effizientes Dopplerkühlen und Polarisationsgradientenkühlen können nur für Kühllaserverstimnungen $\Delta_{eff} < 0$ stattfinden. Somit ergibt sich die folgende notwendige Bedingung für effizientes Kühlen im AC-Stark-Potential:

$$\Delta_{eff}(r) = \Delta_{Kühl} + \frac{2|V_{Pot}(r)|}{\hbar} < 0 \quad (6.10)$$

Da die Laserverstimmung des Kühlfeldes quadratisch in die optische Pumprate der Grundzustände und in die Diffusionsterme und linear in die Reibungskraft des Polarisationsgradientenkühlens eingeht, ist die Ortsabhängigkeit auch diesen Größen aufgeprägt. Im freien Raum wird sowohl für den Sisyphusmechanismus als auch für den $\sigma^+\sigma^-$ -Mechanismus eine mit steigender Verstimmung bis zur Einstellung eines Gleichgewichtes fallende Temperatur beobachtet [141][181]. Daher wird für zunehmenden Abstand von der TEM_{01}^* -Achse eine Abnahme der Kühleffizienz erwartet, da die effektive Kühllaserverstimmung mit wachsendem Achsenabstand abnimmt.

Aus Abb. 6.17 ist ersichtlich, daß auch der angeregte Zustand durch die TEM_{01}^* -AC-StarkVerschiebungen verschoben wird. Die Dipolkraft umgekehrten Vorzeichens, die die Atome im angeregten Zustand erfahren, ist eine Ursache zusätzlicher Diffusion. Aufgrund der kurzen Aufenthaltszeit von $\tau = 20$ ns sollte sie jedoch keinen dominierenden Einfluß haben.

Der störende Einfluß des AC-Stark-Potentials wird in besonderer Weise im Bild des eindimensionalen $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlmechanismus (s. Kap. 4.2) deutlich, der in zweidimensionalen Anordnungen neben dem Sisyphuseffekt wirksam ist. Im $\sigma^+\sigma^-$ -Mechanismus sind in eindimensionalen Anordnungen die AC-Stark-Potentiale nicht ortsabhängig, so daß hier der Kühleffekt auf einem bewegungsinduzierten Besetzungsungleichgewicht der äußeren magnetischen Grundzustände beruht. Durch dieses Besetzungsungleichgewicht und die unterschiedlich starke Ankopplung der Zustände ans Lichtfeld kommt es zu einer bevorzugten Streuung von Photonen aus einem der beiden Laserstrahlen. In [136] wird für einen $J = 1 \rightarrow J = 2$ Übergang gezeigt, daß dieses Beset-

zungsungleichgewicht ($\Pi_{+1} - \Pi_{-1}$) zwischen den beiden äußeren Unterzuständen umgekehrt proportional zum AC-Stark-Potential V_0^{pot} des $m = 0$ Zustandes ist:

$$\Pi_{+1} - \Pi_{-1} \sim \frac{k \cdot v}{V_0^{\text{pot}}} \quad (6.11)$$

Insbesondere kehrt sich das Besetzungsverhältnis um, wenn das Grundzustandspotential das Vorzeichen wechselt. Dieser Eingriff in die Besetzungsverhältnisse führt zu Heizprozessen und verhindert eine effiziente Kühlung. Wie in der unten gezeigten Darstellung der Grundzustandspotentiale für ein Mehrniveauatom in Anwesenheit des Kühllaserfeldes und des TEM_{01}^* -Laserfeldes zu erkennen ist, wechselt das AC-Stark-Potential bereits im Bereich weniger Mikrometer von der Achse des TEM_{01}^* -Potentials das Vorzeichen. Die AC-Stark-Verschiebung hat nicht nur eine absolute Verschiebung der Grundzustandsniveaus zur Folge, sondern beeinflusst auch den relativen Abstand der Grundzustandspotentiale zueinander. Dies wird am folgenden Beispiel der Grundzustandspotentiale in Anwesenheit des Kühllaserfeldes und des TEM_{01}^* -

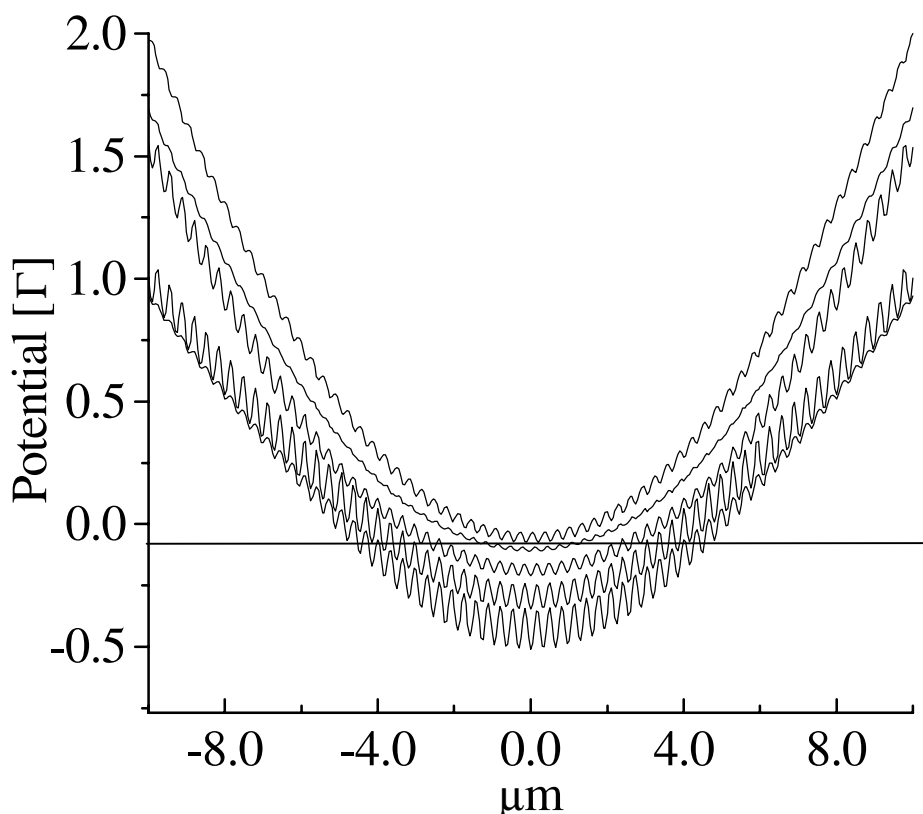


Abb. 6.18 Schnitt durch die Grundzustandspotentiale für ein linear polarisiertes TEM_{01}^* -Lichtfeld und ein 2D $\sigma+\sigma$ -Kühllaserlichtfeld mit typischen experimentellen Parametern $S_{\text{kühl}} = 0.28$ (2D-Maxima), $\Delta_{\text{kühl}} = -9\Gamma$, TEM_{01}^* -Laser: $\Delta = 100$ GHz, Strahlradius $w = 40$ μm , $P = 0.4$ W. Die relative Phase zwischen den Stehwellenfeldern ist $\phi = \pi/4$. Für 2D - Konfigurationen mit linearen Polarisierungen ergeben sich ähnliche Potentialstrukturen. Jedoch ist hier die Modulationstiefe der Grundzustandspotentiale durch das Kühllaserfeld noch ausgeprägter.

Lichtfeldes in Abb. 6.18 deutlich. Die Potentiale wurden durch eine Diagonalisierung des Wechselwirkungsoperators (6.8) berechnet [54]. Es ergeben sich fünf Potentiale unterschiedlicher Stärke, die in einem Bereich bis 4 μm Abstand von der Achse vom Kühllaserlichtfeld dominiert werden. Aufgrund der unterschiedlich starken Ankopplung der Atome ans Lichtfeld erfahren sie in den verschiedenen Eigenzuständen verschieden große AC-Stark-Verschiebungen. Dadurch kommt es zu einer Änderung der relativen Abstände der Kühlfeldpotentiale, die zusätzliche Heizprozesse zur Folge hat. Insbesondere führt das durch die Kühllaserfelder verursachte optische Pumpen zwischen den verschiedenen magnetischen Unterzuständen aufgrund der vom Zeemanzustand abhängigen TEM_{01}^* -Potentialstärke zu zusätzlichen Fluktuationen der Dipolkraft, die im freien Raum nicht vorhanden sind.

Aus der Abb. 6.18 ist ersichtlich, daß der Potentialgradient des Kühlfeldes für die gewählten Parameter wesentlich steiler ist, als der des TEM_{01}^* -Potentials. Es kann, analog zur Situation im freien Raum, angenommen werden, daß das atomare Ensemble teilweise in den Potentialtöpfen des Laserfeldes lokalisiert ist. Die Vibrationsfrequenz in den Kühlfeldpotentialen beträgt $\omega = 2\pi \cdot 110 \text{ kHz}$ für typische im Experiment eingestellte Einzelstrahlsättigungen von $s = 0.07$ im Falle der $\pi_x\text{-}\pi_y$ -Konfiguration und hat damit den neunfachen Wert der Vibrationsfrequenz im TEM_{01}^* -Laserpotential (Strahltaile $w = 40 \mu\text{m}$, Leistung, $P = 0.4 \text{ W}$, Verstimmung $\Delta = 2\pi \cdot 100 \text{ GHz}$). Da die Reibungskraft im Polarisationsgradientenkühlen darauf beruht, daß die Atome sich im Kühllaserfeld bewegen [136], findet keine Kühlung statt, wenn das TEM_{01}^* -Potential steiler wird als das Potential des Kühllaserfeldes [168].

Fazit

Zusammenfassend wird effizientes Polarisationsgradientenkühlen in überlagerten AC-Stark-Potentialen erwartet, wenn die Dynamik der Atome durch das Kühllaserfeld dominiert wird. An den Aufenthaltsorten der Atome muß sowohl für den $\text{lin}\text{-}\text{lin}$ als auch für den $\sigma^+\sigma^-$ -Mechanismus die effektive Kühllaserverstimmung negativ sein. Für den $\text{lin}\text{-}\text{lin}$ Mechanismus führt die Änderung der relativen Abstände der Grundzustandspotentiale und für den $\sigma^+\sigma^-$ -Mechanismus die Vorzeichenumkehr der Grundzustandspotentiale zu einer Verminderung der Kühleffizienz. Optisches Pumpen zwischen den Grundzuständen ist aufgrund der verschieden starken TEM_{01}^* -Potentialen eine Quelle zusätzlicher Diffusion. Eine solche ist auch die Dipolkraft umgekehrten Vorzeichens, die die Atome im angeregten Zustand erfahren.

6.4.3 Optische Gitter im TEM_{01}^* -Potential

Lichtfeldanordnungen wie die π_x - π_y -Kühlkonfiguration (s. Abb. 6.3) werden wegen den auftretenden ausgeprägten, stabilen Potentialminima auch als optische Gitter bezeichnet [45][46]. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Phasen der beiden Laserstehwellen zueinander ein festes Verhältnis haben. Fluktuationen der Phase führen zu einer zeitlichen Modulation der Potentialstruktur, die einen Verlust der in Potentialtöpfen gebundenen Atome zur Folge haben kann. Der in dieser Arbeit verwendete Aufbau ist nicht phasenstabilisiert, so daß die Phase durch technische Fluktuationen mit einer Periode in der Größenordnung von einer Millisekunde fluktuiert. Die typischen, in den hier vorgestellten Experimenten eingestellten, Wechselwirkungszeiten der Atome im Kühlfeld betragen $\tau = 150\text{-}300 \mu\text{s}$. Es kann angenommen werden, daß Effekte wie bei stabilen optischen Gittern auch hier eine Rolle spielen, da die Wechselwirkungszeit kleiner als die Periode der technischen Fluktuationen ist. Wie oben erläutert existieren in zweidimensionalen Kühlfeldern auch in der $\sigma^-\sigma^+$ -Konfiguration Potentialtöpfe, so daß Effekte wie in optischen Gittern auch hier berücksichtigt werden müssen.

Im freien Raum wird typischerweise nur jeder hunderdste Gitterplatz besetzt [45][182]. Der Vorteil der Überlagerung eines optisches Gitters mit einem übergeordneten bindenden Potential besteht darin, daß das atomare Ensemble sich wegen der räumlichen Einengung nur noch auf wenige Gitterplätze verteilen kann. Aufgrund dieser Konzentration des atomaren Ensembles erhofft man, eine Mehrfachbesetzung eines Grundzustandes in einem der Gitterpotentialtöpfe zu erreichen.

Die atomare Dynamik in optischen Gittern im freien Raum ist Gegenstand aktueller Untersuchungen und zur Zeit nicht vollständig verstanden. Insbesondere werden Transportphänomene wie Tunnelprozesse zwischen den Potentialtöpfen und sogenannte "Levy-Flights" (s. unten) untersucht. Durch die Überlagerung des optischen Gitters mit einem TEM_{01}^* -Potential wird die Situation zusätzlich komplexer. Insbesondere ist unklar wie sich das TEM_{01}^* -Potential auf die im periodischen Gitterpotential gegebene Bandstruktur auswirkt. Durch den Einfluß des TEM_{01}^* -Potentials wird die Periodizität des Potentials gestört und die Energieniveaus benachbarter Potentiale werden gegeneinander verschoben, was Einfluß auf die Tunnelprozesse zwischen benachbarten Potentialtöpfen hat (s. Abb. 6.19). Die Frage unter welchen Bedingungen ein bevorzugter atomarer Transport in Richtung der TEM_{01}^* -Achse geschehen kann und damit zu einer Konzentration des atomaren Ensembles in achsennahen Potentialtöpfen führt, ist daher offen. Im freien Raum findet ein atomarer Transport zwischen den Potentialtöpfen durch verschiedene Prozesse statt. Durch optisches Pumpen können Atome von einem Potentialtopf

in einen anderen gelangen. Diese Pumprate ist unter dem Einfluß des TEM_{01}^* -Potentials wegen der effektiven Verstimmung ortsabhängig (s. Kap. 6.4.2 und Abb. 6.17). In der Nähe der Achse verweilt ein Atom aufgrund der größeren effektiven Verstimmung länger in einem Zustand als in größerer Entfernung von der Achse, so daß es dadurch zu einer Konzentration in achsennahen Potentialtöpfen kommen könnte. Weiterhin kann ein Atom im Gitter durch Tunnelprozesse von einem Potentialtopf in einen anderen gelangen. Jedoch ist die Tunnelwahrscheinlichkeit nur in höheren Bändern des Potentials nicht verschwindend gering. In

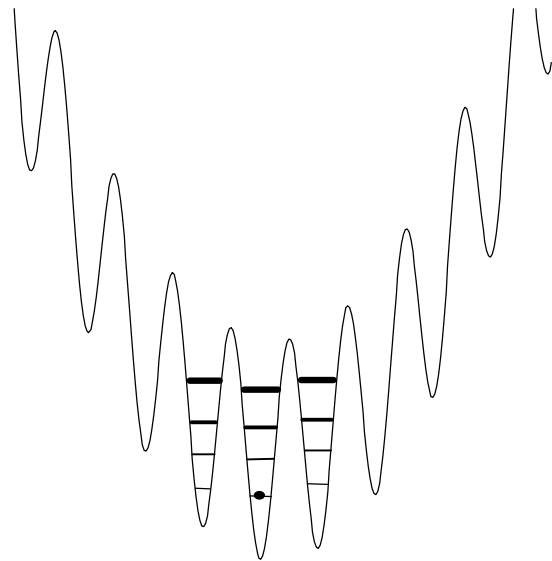


Abb. 6.19 Optisches Gitter im TEM_{01}^* -Lasermode. Durch die Kompression im Ortsraum können nur wenige Gitterplätze besetzt werden.

den niedrigsten Bändern, wie sie in optischen Gittern im Gleichgewichtszustand besetzt werden, spielen Tunnelprozesse keine Rolle.

Eine weitere Transportmöglichkeit in optischen Gittern im freien Raum, besteht in den sogenannten ‘‘Levy-Flights’’: Zerfällt das Atom nach einem spontanen Prozeß ins Kontinuum bewegt es sich frei, bis es durch einen weiteren optischen Pumpprozeß in ein anderes Potentialminimum gelangt. Untersuchungen zeigen, daß Atome im Kontinuum im Mittel über mehrere Nachbarminima hinweglaufen, bevor sie wieder gebunden werden [183] (‘‘Levy-Flights’’). Wechen Einfluß das TEM_{01}^* -Potential auf diese Bewegung im Kontinuum hat ist noch unverständlich. Es kann jedoch angenommen werden, daß Atome gerade in der Kontinuumphase eine Vorzugsrichtung zur Achse erhalten, die die Atome in den achsennahen Potentialminima versammeln. ‘‘Levy-Flights’’ treten in optischen Gittern im freien Raum erst unterhalb einer kritischen Potentialtiefe auf [183]. In einer eindimensionalen $\text{lin} \perp \text{lin}$ Laserkonfiguration wurde für einen $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$ Übergang eine kritische Potentialtiefe von $U_{\text{krit}} = 61.5 E_{\text{rec}}$ gefunden [$E_{\text{rec}} = (\hbar k)^2 / (2m)$]. Für eine zweidimensionale $\pi_x - \pi_y$ -Konfiguration mit einer relativen Phase der Laserfelder von $\phi = \pi/2$ wurde ein deutlich geringeres kritisches Potential $U_{\text{krit}} = 16.62 E_{\text{rec}}$ ermittelt. Für die im Experiment gemessenen optimalen Parameter für effiziente Kühlung liegt die Kühlfeldpotentialhöhe wesentlich über diesem Wert. Daher wird bei der Kühlung im TEM_{01}^* -Potential erwartet, daß der atomare Transport durch ‘‘Levy-Flights’’ eingeschränkt ist.

6.4.4 Vergleich der Wirkung magnetischer und elektrischer Felder

Die Situation für ein Polarisationsgradientenfeld mit einem zusätzlichen TEM_{01}^* -Potential weist Parallelen zu der in Kapitel vier untersuchten Situation des Polarisationsgradientenkühlens in einem zylindrischen Quadrupolmagnetfeld auf. Dort wurde gezeigt, daß die Situation durch longitudinale Magnetfelder dominiert wird, die wie das AC-Stark -Potential des TEM_{01}^* -Mode eine Verschiebung der Zeemanniveaus ohne eine zusätzliche Kopplung der Grundzustände bewirkt. Die Anwesenheit eines Magnetfeldes führt zu einer Verschiebung der Regelgeschwindigkeit der Sub-Dopplerkraft, und im Falle des anomalen Zeemaneffektes zu einer Minderung der Effizienz des Sub-Dopplerkühlens.

Die mathematische Behandlung zum Einfluß longitudinaler Magnetfelder in Kapitel vier kann jedoch nicht auf die Einwirkung eines Lichtkraftpotentials übertragen werden. Die grundlegende Ursache hierzu ist in den verschiedenen Wechselwirkungsoperatoren und damit in der Wechselwirkung selbst zu suchen. Der Wechselwirkungsoperator für ein longitudinales Magnetfeld (s. Kap. 4.3) ist ein Drehimpulsoperator und verhält sich unter räumlichen Spiegelungen wie ein axialer Vektor, wohingegen der elektrische Wechselwirkungsoperator ein Skalar ist. Somit ist auch die mathematische Behandlung der beiden Wechselwirkungen verschieden und kann auch nicht formal analog durchgeführt werden. Wesentlicher Unterschied in der mathematischen Behandlung ist die Möglichkeit, den Einfluß des Magnetfeldes, im Falle der adiabatischen Elimination der angeregten Zustände, durch eine Transformation in eine mit der Larmorfrequenz rotierendes Bezugssystem zu eliminieren [184].

6.5 Ergebnisse des Kühlens im TEM_{01}^* -Dipolpotential

Unter Einwirkung der 2D-Polarisationsgradientenzone konnten die Geschwindigkeitsbreiten des atomaren Ensembles im Fokus bei gleichzeitiger Erhöhung der Flußdichte, signifikant reduziert werden. Es zeigt sich eine vom Verhalten im freien Raum abweichende Abhängigkeit der erreichten Endverteilungen von der Kühlaserleistung. Insbesondere sind die erreichten Geschwindigkeitsbreiten und die Form der Verteilungen abhängig von der Potentialstärke des TEM_{01}^* -Laserfeldes. Zur Untersuchung der Effizienz und Wirkungsweise des Polarisationsgradientenkühlens im TEM_{01}^* -Mode wurden die Geschwindigkeitsverteilungen und Ortsraumverteilungen im Fokus in Abhängigkeit von verschiedenen, im Anschluß angegebenen Parametern gemessen. Die im Kap. 6.5 angegebenen Sättigungswerte beziehen sich auf einen

Laserstrahl (Einzelstrahlsättigungen):

Kühlaserfeld:

-	Polarisationsanordnung:	$\pi_x \pi_y / \sigma^+ \sigma^-$
-	Laserverstimmung $\Delta_{\text{Kühl}}$:	$-3.5\Gamma, -9\Gamma, -15\Gamma$
-	Laserleistung $P_{\text{Kühl}}$:	0..50 mW
-	Sättigung in einem Laserstrahl $S(\Delta = -9\Gamma)$	0..0.1
-	Länge der Wechselwirkungszone l:	0..10 mm

TEM₀₁*-Laserfeld:

-	Polarisation:	zirkular/ linear 90° / linear 45°
-	Leistung $P_{\text{TEM01*}}$:	0..400 mW
-	Laserverstimmung $\Delta_{\text{TEM01*}}$:	0..650 GHz
-	AC-Stark Potentiale im Maximum V_{Pot}	0.. $6.2 \cdot 10^3 E_{\text{rec}} \triangleq 0.. 18\Gamma$ (cg = 1)

Im folgenden wird zur Charakterisierung der Potentialstärke des TEM₀₁*-Potentials das maximale Potential im Fokus des TEM₀₁*- in den Einheiten der natürlichen Linienbreite angegeben. Bei der Berechnung gemäß (2.24) wurde angesetzt, daß das Atom sich in einem Zustand, der mit dem Clebsch-Gordan Koeffizient $cg = 1$ an das Lichtfeld ankoppelt, befindet. Zur Bewertung der Potentialstärken sei angegeben, daß die Rückstoßfrequenz ω_{rec} auf dem $J = 2 \rightarrow J' = 3$ Übergang bei 640 nm (natürliche Linienbreite $\Gamma = 2\pi \cdot 8.1\text{MHz}$) $\omega_{\text{rec}} = E_{\text{rec}} / \hbar = 2 \pi \cdot 24 \text{ kHz}$ beträgt. Hierin bezeichnet E_{rec} die Energie, die ein Atom durch einen Photonenrückstoß erhält. In einem TEM₀₁*-Potential der Stärke $V_{\text{Pot}} = 18 \Gamma$ beträgt die Vibrationsfrequenz im harmonischen Potential $\omega_{\text{vib}} = \omega_{\text{rec}}$ (für einen Clebsch-Gordan- Koeffizienten $cg = 1$; s. 2.2). Aufgrund der Unsicherheit in der Kenntnis der Strahltaile von $\Delta w = \pm 2.4 \mu\text{m}$ sind die angegebenen Potentialstärken mit einem Fehler von 12% behaftet.

6.5.1 Interpretation der gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen

Die Information über die Geschwindigkeitsverteilung im Fokus wird, wie in Kapitel 4 beschrieben, aus der Ortsverteilung des Atomstrahls auf der 22 cm entfernten MCP bestimmt. Zur Messung der momentanen Verteilung im Fokus, wird das TEM₀₁*-Laserfeld im Fokus durch eine kreisförmige Blende mit $\varnothing = 16 \mu\text{m}$ abgeschnitten. Der Einfluß der Blende auf die gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen ohne zusätzliches Kühlaserfeld wurde in Kapitel 5.2.3

diskutiert und numerisch korrigiert. Dieses Verfahren stößt jedoch bei der Interpretation der Geschwindigkeitsverteilungen in Anwesenheit eines Kühllaserfeldes an seine Grenzen. Die Korrektur in Kapitel 5.2.3 basiert auf numerischen Berechnungen der Trajektorien im TEM_{01}^* -Potential. Durch den Einfluß des Kühlmechanismus wird die Situation wesentlich komplexer. Aussagekräftige numerische Ergebnisse können, aufgrund der quantisierten Bewegung der Schwepunktswellenfunktion, nur aus einer Quanten-Monte-Carlo Simulation erhalten werden. Trotzdem können einige begründete Aussagen über die Beeinflussung der Geschwindigkeitsverteilungen durch die Blende gemacht werden.

Im freien Raum führt die Kühlung eines atomaren Ensembles zu einem thermisch verteilten atomaren Ensemble, dessen Orts- und Geschwindigkeitsverteilungen unkorreliert sind. Im harmonischen Oszillator besteht jedoch ohne Einwirken zusätzlicher Felder eine eindeutige Korrelation zwischen Ort und Geschwindigkeit eines Atoms. Durch den Einfluß des Kühllichtfeldes wird die Orts - Geschwindigkeitskorrelation beein-

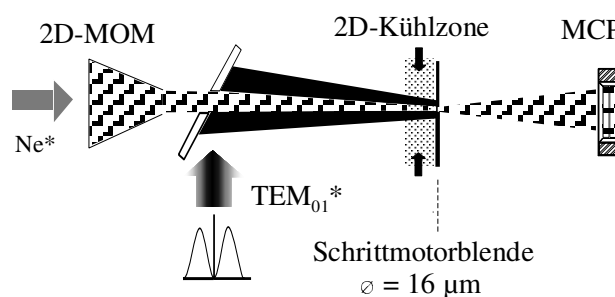


Abb. 6.20 Schematischer Aufbau zur Kühlung in Dipolpotentialen

flußt und deutlich abgeschwächt. Ein Ensemble mit unkorrelierter Orts- und Geschwindigkeitsverteilung erfährt durch eine Blende nur eine marginale Modifikation der Geschwindigkeitsverteilung. In numerischen Berechnungen ergaben sich unter Annahme von gauß'schen Orts- und Geschwindigkeitsverteilungen des atomaren Ensembles vor der Blende Abweichungen von 2%. Über den Grad der Beeinflussung der Ort- Geschwindigkeitskorrelation durch den Einfluß des Kühllaserfeldes, können zur Zeit keine exakten Angaben gemacht werden. Es kann zumindest angenommen werden, daß die gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen in Anwesenheit des Kühllaserfeldes deutlich weniger durch die Blende beeinflusst werden, als ohne Kühllaserfeld. Im folgenden werden daher sämtliche gekühlten Geschwindigkeitsverteilungen ohne Korrekturfaktoren angegeben.

6.5.2 Einfluß der Polarisation der Laserfelder auf die Kühleffizienz

Polarisation des TEM_{01}^ -Lasers*

Es wurden für die linearen Polarisationen 0° , 90° , 45° und für zirkulare Polarisation des TEM_{01}^* -Modes beide Kühlkonfigurationen untersucht. Es konnte kein Unterschied in den Breiten der Geschwindigkeitsverteilungen festgestellt werden. Bei zirkular polarisiertem TEM_{01}^* -Mode war

lediglich der Fluß der im Potential geführten Atome um 20-30% niedriger gegenüber einem linear polarisierten TEM_{01}^* -Mode. Dies kann auf die, wegen der ungünstigeren Clebsch-Gordan-Koeffizienten, schwächeren Potentiale und damit auf einen geringeren Geschwindigkeitseinfangbereich zurückgeführt werden (s. Abb. 6.21/6.22). In einem zirkular polarisiertem TEM_{01}^* -Laserfeld hat der kleinste cg-Koeffizient den Wert $cg^2 = 1/15$, in einem linear polarisierten TEM_{01}^* den Wert $cg^2 = 1/3$. Daher ist die Einfangeffizienz des Atomstrahls in den TEM_{01}^* -Lasermode und seine Haltekraft während der Kühlung im Falle zirkularer Polarisation geringer als bei linearer Polarisation.

Polarisation des Kühllaserfeldes

Bei der Kühlung im TEM_{01}^* -Potential konnten für die Laserfeldkonfigurationen in Abb. 6.3 a,b,d) im Rahmen der Meßgenauigkeit keine signifikanten Unterschiede in der Kühleffizienz hinsichtlich der Abhängigkeit von der Kühllaserfrequenz, der Kühllaserleistung und der TEM_{01}^* -Potentialstärke festgestellt werden. Die Untersuchungen der Kühlung im freien Raum ergaben ebenfalls keine Unterschiede in der Endtemperatur zwischen der Kühlung in $\sigma^+\sigma^-$ -Konfiguration und der in $\pi_x\text{-}\pi_y$ -Konfiguration. Im freien Raum wurden jedoch signifikante Unterschiede der Konfigurationen in Form unterschiedlicher Diffusionslinien und unterschiedlicher Zeitkonstanten zur Einstellung einer Gleichgewichtstemperatur festgestellt (detaillierte Erläuterungen in [178]). Insgesamt können die geringen Unterschiede auf den nivellierenden Einfluß des TEM_{01}^* -Potentials und die ohnehin geringeren Unterschiede dieser Polarisationskonfigurationen in zweidimensionalen Anordnungen zurückgeführt werden (siehe Kap 6.2). Um die volle Information zur Verfügung zu stellen, wird im folgenden die Konfiguration der Kühlzone stets mitangegeben.

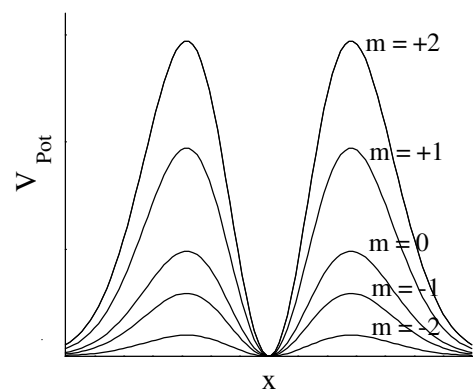


Abb. 6.21 AC-Stark-Potentiale in einem zirkular polarisierten TEM_{01}^* -Laserfeld für den Zustand $J = 2$. Die Quantisierungsachse ist parallel zum Wellenvektor.

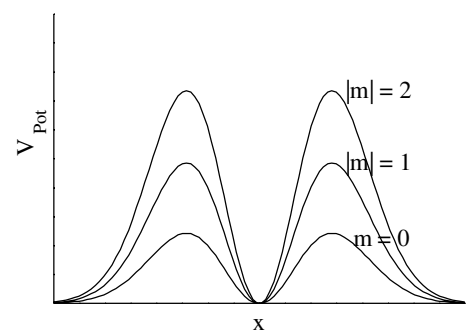


Abb. 6.22 AC-Stark-Potentiale in einem linear polarisierten TEM_{01}^* -Laserfeld für den Grundzustand $J = 2$. Zwei der fünf Grundzustände sind entartet. Die Quantisierungsachse ist parallel zur Polarisationsrichtung.

6.5.3 Abhängigkeit der Kühleffizienz von der Kühllaserverstimmung

Das Kühlen im TEM_{01} *-Potential wurde für drei verschiedene Frequenzverstimmungen des Kühllaserfeldes untersucht $-3.5\Gamma/-9\Gamma$ und -15Γ . Effiziente Kühlung wurde für $\Delta_{\text{Kühl}} = -9\Gamma$ und $\Delta_{\text{Kühl}} = -15\Gamma$ beobachtet. Für eine Kühllaserverstimmung für $\Delta_{\text{Kühl}} = -3.5\Gamma$ konnte kein Kühleffekt beobachtet werden. Die Einstrahlung des Kühllichtes führte dagegen zu stark ansteigenden Verlusten im atomaren Fluß um etwa 50%. Diese Beobachtung ist konsistent mit der Darstellung des Einflusses eines AC-Stark-Potentials auf den Kühlmechanismus in Kap. 6.4.2 Für eine Kühllaserverstimmung von $\Delta = -3.5\Gamma$ wird für Atome in den Randbereichen des Potential die Bedingung (6.10) nicht mehr erfüllt, so daß die Atome eine effektive blaue ($\Delta_{\text{Kühl}} > 0$) Kühllaserverstimmung sehen, und der Kühlmechanismus nicht mehr wirksam ist. Insbesondere durchlaufen die Atome in den Randbereichen Orte, wo die Kühllaserstrahlung resonant mit dem atomaren Übergang ist (siehe Abb. 6.17). Durch das starke Aufheizen an diesen Orten, wird die Energie des Atoms größer als die Potentialhöhe, und das Atom entweicht aus dem Potential. Zwischen den Kühllaserverstimmungen -9Γ und -15Γ wurde im Rahmen der Meßgenauigkeit kein signifikanter Unterschied in den physikalischen Abhängigkeiten und in der Kühleffizienz beobachtet. Dies ist im Einklang mit den Erläuterungen in 6.4.2, da für beide Verstimmungen die Bedingung $\Delta_{\text{eff}} < 0$ eindeutig erfüllt ist. Im folgenden werden daher ausschließlich die Kühlergebnisse für eine Kühllaserverstimmung von $\Delta = -9\Gamma$ dargestellt.

6.5.4 Analyse der gekühlten Geschwindigkeitsverteilungen

Typische Geschwindigkeitsverteilungen mit und ohne Kühlen sind in den Abb.6.23 für ein TEM_{01} *- Potential $V_{\text{Pot}} = 17.1\Gamma$ und in Abb. 6.24 a) für $V_{\text{Pot}} = 6.1\Gamma$ dargestellt. Für den Meßfehler der Geschwindigkeitsbreiten gelten die Betrachtungen in Kap. 3.3.1 (er liegt für Werte von $\sigma_v = 3..20 v_{\text{rec}}$ zwischen $\Delta\sigma_v = 9\%..2\%$). Der Kühleffekt ist an einer Erhöhung des Flusses in der Geschwindigkeitsklasse $v = 0 v_{\text{rec}}$ erkennbar.

Sowohl die ungekühlten als auch die gekühlten Verteilungen können für Potentiale der Stärke $V_{\text{pot}} = 17.1\Gamma$ durch eine Gaußfunktion beschrieben werden. Die Geschwindigkeitsbreite der gekühlten Verteilung liegt mit $\sigma = 11.4 \pm 0.3v_{\text{rec}}$ zwar über dem $\Gamma/2$ -Dopplerlimit ($\sigma_{\text{Doppler}} = 9.3 v_{\text{rec}}$), jedoch deutlich unter dem Dopplerlimit, das im Falle der eingestellten Laserverstimmung $\Delta_{\text{Kühl}} = -9\Gamma$ gültig ist ($T_{\text{Doppler}} [-9\Gamma] \approx 9T_{\text{Doppler}} [-\Gamma/2]$ s. 3.1). Der beobachtete Kühleffekt kann daher nicht mit der Dopplerkühlung erklärt werden, sondern ist auf die Polarisationsgradientenkühlung zurückzuführen. In den Verteilungen für $V_{\text{Pot}} = 6.1\Gamma$ ist zunächst der wesentlich stärkere Kühleffekt zu beobachten, der sich in einer Erhöhung des Maximums des Flusses um einen

Faktor drei zeigt. In Abb. 6.24a ist zu erkennen, wie die Spitze der Geschwindigkeitsverteilung durch die Anpassung einer einfachen Gaußverteilung nicht vollständig erfasst wird. Die Ausschnittvergrößerung in Abb. 6.24b zeigt die Abweichungen der Gaußfunktion im Fuß der Verteilung. Bei sämtlich gemessenen Verteilungen oberhalb von $V_{\text{Pot}} = 8 \Gamma$ verändern sich die gekühlten Verteilungen unter dem Einfluß des Kühlfeldes von einer Gaußverteilung zu einer Doppelgaußverteilung. Es muß überprüft werden, ob diese Formveränderung nicht durch ein von der Blende verursachtes Abschneiden höherer Geschwindigkeitsklassen hervorgerufen wird.

Zu diesem Effekt käme es, wenn es neben einem gekühlten Anteil auch einen aufgeheizten Anteil gäbe, der sich im Mittel weiter entfernt von der Achse des TEM_{01}^* -Modes aufhält. Dieser Anteil würde durch die Blende abgeschnitten und würde so auch zu einer spitzeren Verteilung führen.

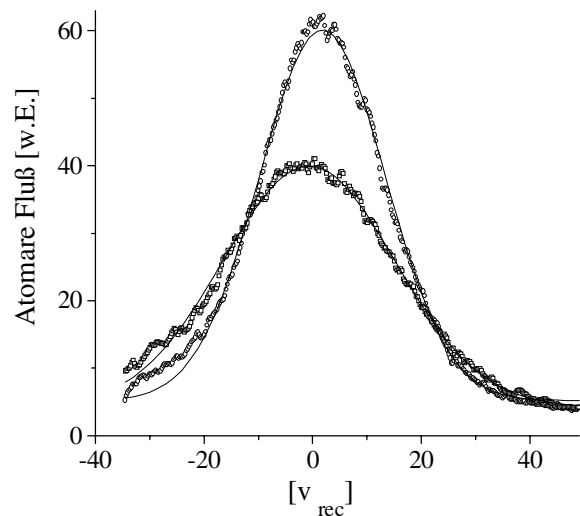


Abb. 6.23 Geschwindigkeitsverteilung im Fokus des TEM_{01}^* mit und ohne $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlzone. Die Geschwindigkeitsbreite wird von $\sigma_{\text{ohne}} = 17.6 \pm 0.4 v_{\text{rec}}$ auf $\sigma_{\text{mit}} = 11.4 \pm 0.3 v_{\text{rec}}$ reduziert. Beiden Verteilungen wurde eine Gaußfunktion angepaßt (durchgezogene Linien). TEM_{01}^* : $V_{\text{pot}} = 17.1 \Gamma$. Kühllaser: Sättigung $S = 0.08$, Verstimmung $\Delta = -9\Gamma$.

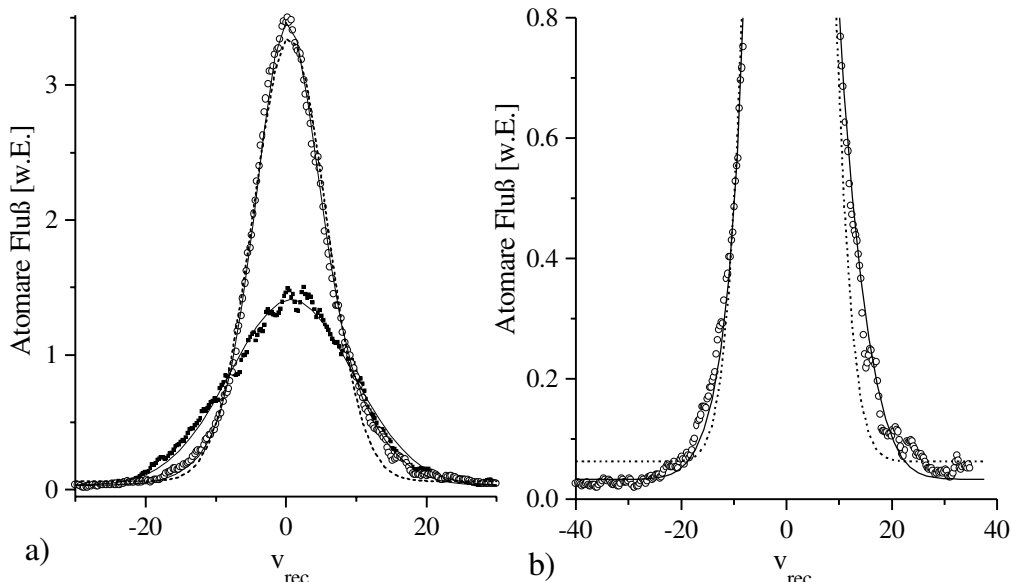


Abb. 6.24a): Geschwindigkeitsverteilung im Fokus des TEM_{01}^* mit und ohne $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlzone für $V_{\text{Pot}} = 6.1 \Gamma$. Kühllasersättigung $S = 0.053$. Die gekühlte Verteilung zeigt die beste Übereinstimmung mit einem Doppelgaußfit (durchgezogene Linie) mit den Breiten $\sigma_1 = 7.6 \pm 0.3 v_{\text{rec}}$ und $\sigma_2 = 4.2 \pm 0.3 v_{\text{rec}}$. Die gepunktete Linie ist ein Gaußfit der gekühlten Verteilung. Die ungekühlte Verteilung ist gaußförmig mit $\sigma = 11 \pm 0.3 v_{\text{rec}}$.

Abb. 6.24 b): Vergrößerte Darstellung des unteren Bereiches der gekühlten Verteilung in a) Die gepunktete Linie ist ein Gaußfit. Die durchgezogene Linie ist ein Doppelgaußfit.

Das Vorliegen dieses Effektes müßte daran zu erkennen sein, daß die durchs Kühlen hervorgerufenen Verluste bei schwächeren Potentialen ($V_{\text{Pot}} < 8\Gamma$) höher sein sollten als bei stärkeren Potentialen. Zur Untersuchung dieses Effektes ist der Quotient aus atomarem Gesamtfluß (integrale MCP-Zählrate) in Anwesenheit des Kühlfeldes und dem Gesamtfluß ohne Kühlfeld in Abb. 6.25 gegen das TEM_{01}^* -Potential aufgetragen. Da keine signifikante Abhängigkeit des Flusses von der Potentialstärke zu erkennen ist, kann daraus geschlossen werden, daß die Formveränderung von Gauß- zu Doppelgaußverteilungen nicht durch einen Abschneideeffekt der Blende verursacht wird. Gegen eine Formveränderung der gekühlten Verteilungen durch die Blende spricht auch, daß aufgrund der Einwirkung des Kühllaserfeldes die im harmonischen Oszillator bestehende Korrelation von Ort- und Geschwindigkeit unter der Einwirkung des Kühlfeldes abgeschwächt wird (s. Kap. 6.5.1). Der Einfluß der Blende auf die Geschwindigkeitsverteilung ist mit Kühlfeld daher wesentlich geringer als ohne Kühllaserfeld.

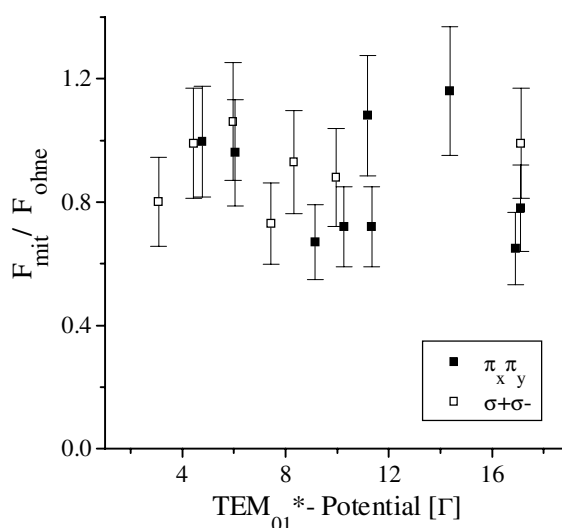


Abb. 6.25 Quotient aus dem atomaren Gesamtfluß im TEM_{01}^* -Potential mit Kühlfeld F_{mit} und ohne Kühlfeld F_{ohne} in Abhängigkeit von der TEM_{01}^* -Potentialstärke. Zur Messung des Gesamtflusses wird das Signal über die Fläche der MCP integriert.

Fazit

Der Einfluß des Kühlfeldes führt für TEM_{01}^* -Potentialstärken von $V_{\text{Pot}} < -8\Gamma$ zu zwei Geschwindigkeitsverteilungen unterschiedlicher Breite, deren schmalere Verteilung eine Breite im Bereich von $\sigma = 3 - 4 v_{\text{rec}}$ hat. Die gekühlten Verteilungen für TEM_{01}^* -Potentiale $V_{\text{Pot}} > 8\Gamma$ sind gaußförmig und die Endbreiten unterschreiten nicht das Dopplerlimit für $\Delta_{\text{Kühl}} = -\Gamma/2$. Jedoch liegen die Geschwindigkeitsbreiten weit unter dem Dopplerlimit der eingestellten Laserverstimmung $\Delta_{\text{Kühl}} = -9\Gamma$, so daß der Kühleffekt nicht mit dem Dopplermechanismus erklärbar ist, sondern auf den Polarisationsgradientenmechanismus zurückgeführt werden kann, dessen Effizienz unter dem Einfluß des TEM_{01}^* -Potentials herabgesetzt ist. Der Übergang zwischen den beiden Potentialbereichen von gaußförmigen Geschwindigkeitsverteilungen zu doppelgaußförmigen ist fließend.

6.5.5 Abhängigkeit der Kühleffizienz von der TEM₀₁*-Potentialstärke und der Kühllasersättigung

Die Geschwindigkeitsbreiten in Abhängigkeit von der Kühllasersättigung S sind in den Abb. 6.26 für TEM₀₁*-Potentiale der Stärke $V_{\text{Pot}} > 8 \Gamma$ und in Abb. 6.27 für Potentiale mit $V_{\text{Pot}} < 8 \Gamma$ wegen der sich ändernden Form der Geschwindigkeitsverteilung getrennt dargestellt.

Die Verteilungsbreiten für Potentiale mit $V_{\text{Pot}} > 8 \Gamma$ sinken mit zunehmender Sättigung unterschreiten aber nicht das Dopplerlimit für $\Delta = -\Gamma/2$ ($v_D = 9.3 v_{\text{rec}}$). Ein eindeutiges Minimum in den Geschwindigkeitsbreiten kann aus den stetig fallenden Kurven für die Potentiale mit $V_{\text{Pot}} = 16.9\Gamma$ und $V_{\text{Pot}} = 17.1 \Gamma$ nicht ermittelt werden, da mit einer Leistung von $P = 50 \text{ mW}$ entsprechend einer Sättigung $S = 0.08$ die obere Grenze der zur Verfügung stehenden Laserleistung erreicht wurde. Für das schwächere Potential $V_{\text{Pot}} = 10.0 \Gamma$ deutet sich ein Minimum für $S = 0.07$ an. Die kleinsten Geschwindigkeitsbreiten werden somit für Sättigungen erreicht, die um einen Faktor 5-10 über den Sättigungen liegen, die für eine effiziente Kühlung im freien Raum erforderlich sind [141]. Insbesondere ist an der Abb. 6.26 der bereits in Kap. 6.5.4 festgestellte Einfluß des Potentials auf die Kühleffizienz zu erkennen: die Breiten der Endverteilungen sind um so kleiner, je schwächer das Potential ist. Geschwindigkeitsbreiten unterhalb des $\Gamma/2$ -Dopplerlimits von $v_D = 9.3 v_{\text{rec}}$ werden erst bei TEM₀₁*-Laserverstimmungen oberhalb von $\Delta_{\text{Kühl}} = 150 \text{ GHz}$ erreicht.

Die gekühlten Geschwindigkeitsverteilungen für Potentiale $V_{\text{Pot}} < 8 \Gamma$ setzen sich wie in Kap. 6.5.4 erläutert aus zwei Gaußverteilungen verschiedener Breiten zusammen. Die Abhängigkeit der beiden Gaußanteile von der Kühllasersättigung ist in Abb. 6.27 dargestellt. Der breitere Anteil σ_1 liegt für sämtliche untersuchten Potentiale im Bereich von $\sigma_1 = 7.5..10 v_{\text{rec}}$, der schmalere Sub-Doppler-Anteil σ_2 liegt zwischen $\sigma_2 = 3..4 v_{\text{rec}}$. Im Rahmen der Meßgenauigkeit kann keine signifikante Abhängigkeit der Geschwindigkeitsbreiten der beiden Anteile

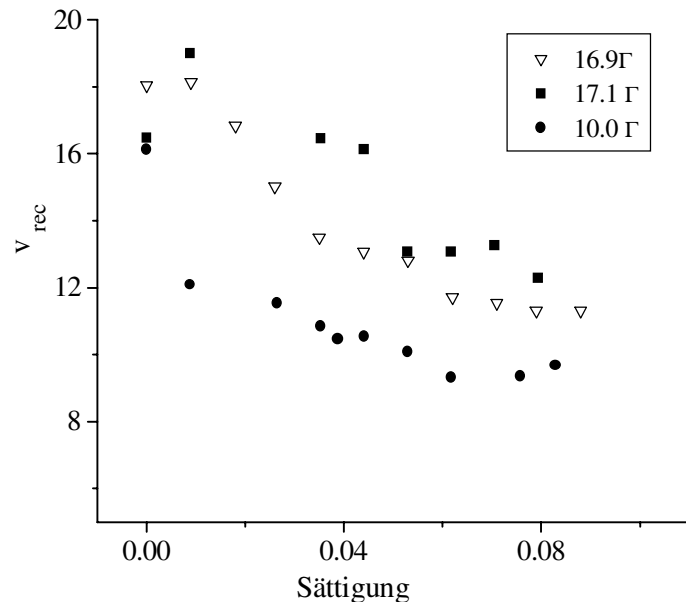


Abb. 6.26 Geschwindigkeitsbreite der gekühlten Verteilungen in Abhängigkeit der Kühllasersättigung für TEM₀₁*-Potentiale $V_{\text{Pot}} > 8\Gamma$. Die Breiten der durch Gaußfits angepaßten Verteilungen sinken mit zunehmender Sättigung unterschreiten aber nicht das Dopplerlimit für $\Delta = -\Gamma/2$. Relativer Fehler $\Delta v < 2.5\%$.

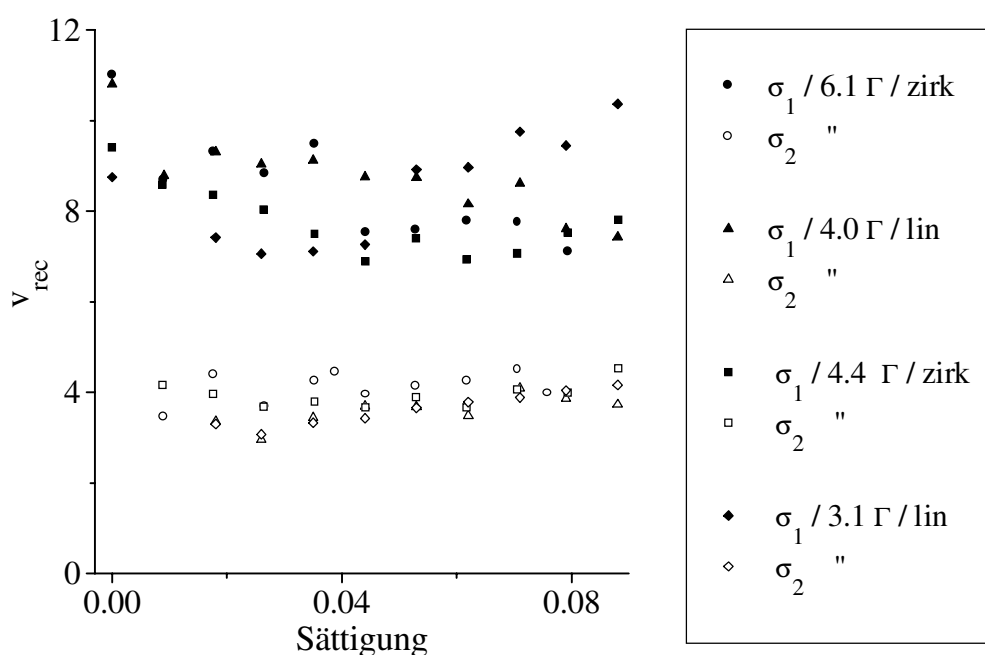


Abb. 6.27 Geschwindigkeitsbreite der gekühlten Verteilungen in Abhängigkeit von der Kühl lasersättigung für TEM_{01}^* -Potentiale $V_{\text{pot}} < 8\Gamma$. Den gekühlten Verteilungen wurden Doppelgaußfunktionen angepaßt. Angegeben sind die Breiten der beiden Gaußanteile, die keine signifikante Abhängigkeit von der Sättigung zeigen. Der breitere Anteil σ_1 liegt im Bereich von $\sigma_1 = 7.5..10 v_{\text{rec}}$ der schmalere σ_2 liegt zwischen $\sigma_2 = 3.4 v_{\text{rec}}$. Relativer Fehler: $\Delta\sigma_1 = 3\%$, $\Delta\sigma_2 = 6\%$. In der Legende sind die Potentiale und die Kühlkonfiguration angegeben: zirk: $\sigma+\sigma-$, lin: $\pi_x - \pi_y$

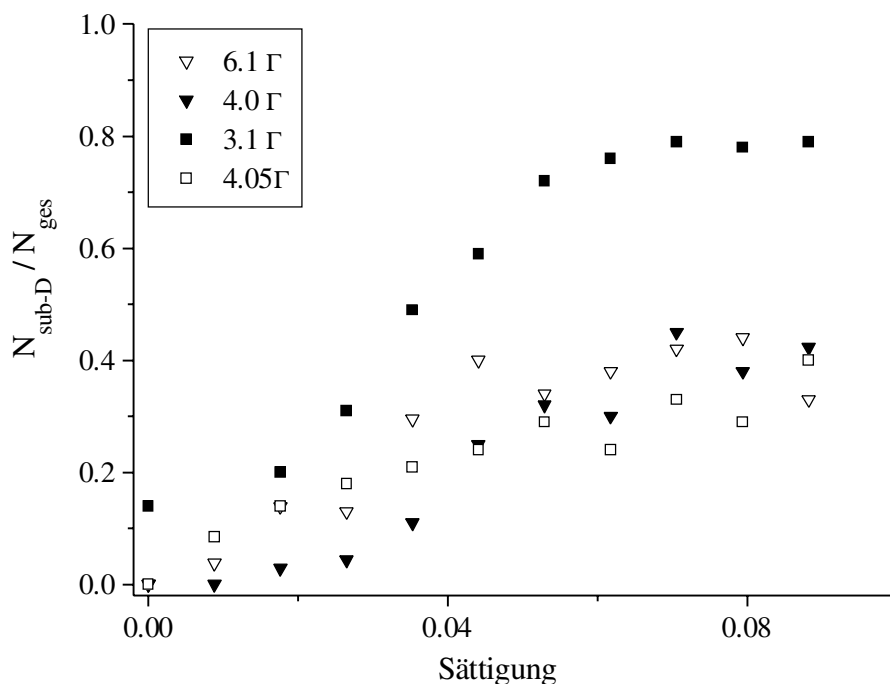


Abb. 6.28 Auf die Gesamtzahl normierter Anteil der Atome in der Sub-Dopplerverteilung in Abhängigkeit von der Kühl lasersättigung für vier Meßreihen unterschiedlicher TEM_{01}^* -Potentiale. Die Kühleffizienz steigt mit zunehmender Kühl lasersättigung an, erkennbar an der steigenden Zahl der Atome im Sub-Doppler-Anteil.

von der Kühllasersättigung und dem TEM_{01}^* -Potential festgestellt werden. Die Abhängigkeit der Kühleffizienz von der Kühllasersättigung ist an der Änderung des Verhältnisses der beiden Anteile erkennbar. Dazu ist in Abb. 6.28 der auf die Gesamtzahl normierte Anteil der Atome im Sub-Doppler-Anteil für verschiedene Potentiale gegen die Kühllasersättigung aufgetragen. Der Anteil der Atome in der Sub-Dopplerverteilung ist bei kleinen Sättigungen im Kühlfeld sehr gering, steigt aber bei Sättigungen zwischen $S = 0.06$ und 0.1 auf Werte zwischen 40% und 80% . Ein Sättigungseffekt in der Kühleffizienz ist ab $S = 0.06$ zu erkennen. Der größte Sub-Doppleranteil wurde für das schwächste TEM_{01}^* -Potential von $V_{\text{Pot}} = 3.1 \Gamma$ gemessen. Auch hier wird somit die effizienteste Kühlung für Sättigungen erreicht, die bis zu einem Faktor 10 über den im freien Raum für effiziente Kühlung notwendigen Sättigungen beobachtet. Ein typischer Verlauf des im TEM_{01}^* -Potential geführten atomaren Flusses ist in Abb. 6.29 in Abhängigkeit von der Kühllasersättigung dargestellt. Aufgetragen ist der Gesamtfluß in Anwesenheit des Kühllaserlichtes dividiert durch den Gesamtfluß ohne Kühllichtfeld für ein TEM_{01}^* -Potential von $V_{\text{Pot}} = 6.1 \Gamma$. Für kleine Sättigungen bis $S = 0.04$ verlassen bis zu 25% der Atome das TEM_{01}^* -Potential durch den Einfluß des Kühllaserfeldes. Erst für größere Sättigungen zwischen $S = 0.06$ und 0.1 verbleiben bis zu 100% der Atome auch unter Einfluß des Kühlfeldes im TEM_{01}^* -Potential. Warum Atome gerade für die kleineren Sättigungen das Potential verlassen und durch welchen Prozeß ist zur Zeit noch ungeklärt.

Einen Überblick über die Abhängigkeit der Kühleffizienz von der TEM_{01}^* -Potentialstärke wird in der Abb. 6.30 gegeben. Dort sind die Geschwindigkeitsbreiten mit und ohne Kühlfeld gegen das Potential des TEM_{01}^* -Laserfeldes aufgetragen, ohne nach starken und schwachen Potentialen zu differenzieren. Da sich die Kurvenform mit der Potentialstärke ändert (s. Kap. 6.5.4), wurde hier als Maß für die Breite der Geschwindigkeitsverteilungen die Halbwertsbreite (HWHM) gewählt, um sämtliche Messungen miteinander vergleichen zu können. In der in Abb. 6.30 dargestellten Meßreihe wurde für jedes TEM_{01}^* -Potential die Kühllaserleistung eingestellt, die

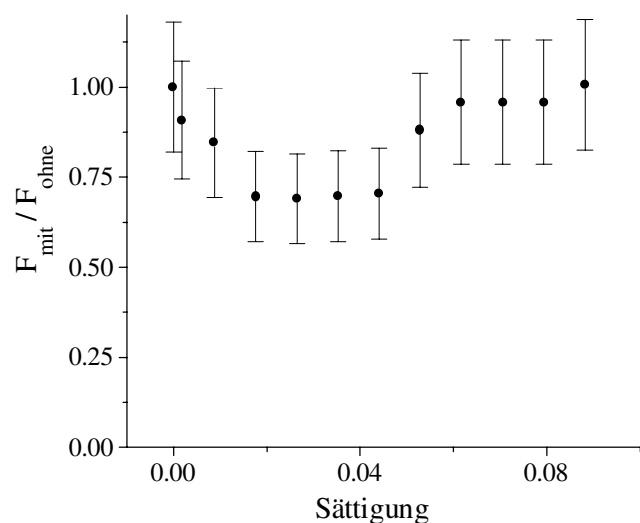


Abb. 6.29 Gesamtfluß in Anwesenheit des Kühllaserlichtes dividiert durch den Gesamtfluß ohne Kühllichtfeld in Abhängigkeit von der Kühllasersättigung (Einzelstrahlsättigung) S für ein TEM_{01}^* -Potential von $V_{\text{Pot}} = 6.1 \Gamma$.

zu einer optimalen Kühleffizienz führte. Deutlich zu erkennen ist die mit dem Potential abnehmende Halbwertsbreite der gekühlten Verteilungen. Halbwertsbreiten unterhalb des Dopplerlimits ($\Delta = -\Gamma/2$) werden erst für Potentiale mit $V_{\text{pot}} < 8 \Gamma$ erreicht. Oberhalb dieses Wertes wurde kein effizientes Sub-Dopplerkühlen beobachtet. Mit abnehmendem Potential wird auch der Kompressionseffekt im TEM_{01}^* -Potential schwächer und das atomare Ensemble wird weniger stark aufgeheizt. Daher nehmen auch die Halbwertsbreiten der ungekühlten Verteilungen mit sinkendem Potential ab. Die mit steigendem Potential abnehmende Kühleffizienz wird auch in Abb. 6.31 deutlich.

Hier sind die Quotienten aus den Halbwertsbreiten ohne und mit Kühlfeld gegen das TEM_{01}^* -Potential aufgetragen. Die negative Steigung der Regressionsgeraden ist als abnehmende Kühleffizienz zu interpretieren. In den bisher dargestellten

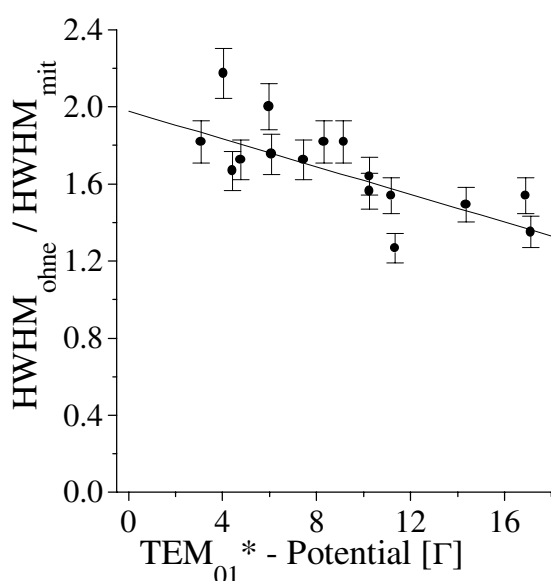


Abb. 6.31 Quotient aus den Halbwertsbreiten der Geschwindigkeitsverteilungen mit und ohne Kühlfeld gegen das TEM_{01}^* -Potential. Die Regressionsgerade zeigt die mit steigendem Potential abnehmende Kühleffizienz an.

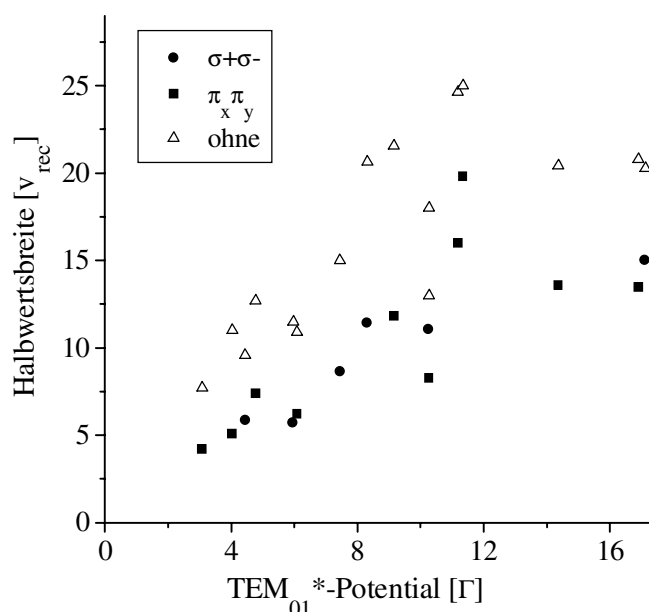


Abb. 6.30 Halbwertsbreiten (HWHM) der Geschwindigkeitsverteilungen mit und ohne Kühlen gegen das TEM_{01}^* -Potential für die $\sigma^+\sigma^-$ - und $\pi_x \pi_y$ -Kühlfeldkonfiguration. Meßfehler: $\Delta v = 2\%..6\%$ für $\text{HWHM} = 20 v_{\text{rec}}..4 v_{\text{rec}}$. Für zwei Meßpunkte bei gleichem $V_{\text{pot}} = 10\Gamma$ unterscheiden sich die HWHM um $5 v_{\text{rec}}$. Dies ist auf eine Schwankung in der Modenqualität in dieser Messung zurückzuführen.

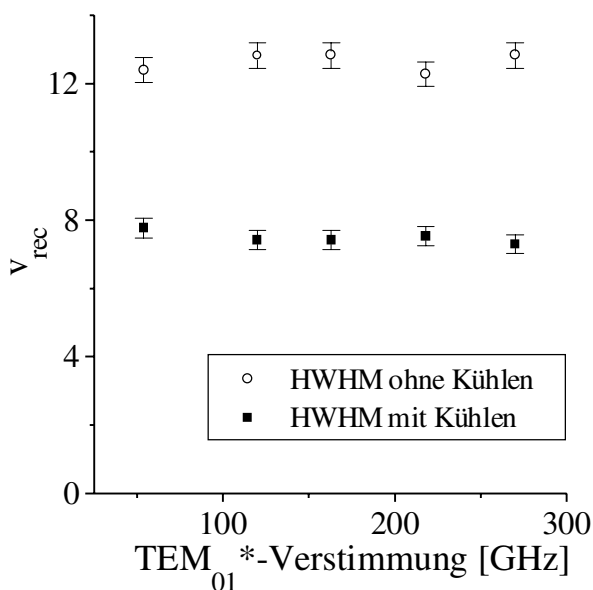


Abb. 6.32 Halbwertsbreiten der gekühlten Geschwindigkeitsverteilung im Fokus in Abhängigkeit von der TEM_{01}^* -Laserverstimmung für ein konstantes TEM_{01}^* -Potential von $V_{\text{pot}} = 4.8 \Gamma$.

Messungen änderten sich die TEM_{01}^* -Laserverstimmung und damit das Potential. Daß in der Tat das TEM_{01}^* -Potential die entscheidende Größe für die Kühleffizienz ist und nicht die TEM_{01}^* -Laserverstimmung zeigt die in Abb. 6.32 dargestellte Messung. In dieser Meßreihe wurde die TEM_{01}^* -Laserverstimmung variiert, die Potentialstärke wurde jedoch durch Ausgleich mit der TEM_{01}^* -Laserleistung konstant gehalten. Es zeigt sich bei konstantem Potential keine signifikante Abhängigkeit der gekühlten Geschwindigkeitsbreiten von der TEM_{01}^* -Verstimmung.

6.5.6 Diskussion und Bewertung

Die vorausgegangenen Untersuchungen geben neuen Aufschluß über die Wirkungsweise und Effizienz von Laserkühlmechanismen in starken TEM_{01}^* -Dipolpotentialen.

Wesentliche neue Ergebnisse der Untersuchungen zur Kühlung in Dipolpotentialen sind die überraschend starke Abhängigkeit der Kühleffizienz von der Potentialstärke, das Auftreten von zwei Geschwindigkeitsverteilungen für schwächere Potentiale sowie die hohen Kühllasersättigungen von $S = 0.06..0.1$, die für eine effiziente Kühlung erforderlich sind. Dabei ist die Geschwindigkeitsbreite der schmaleren Sub-Dopplerverteilung der Doppelgaußverteilung mit $\sigma_v = 3-4 v_{rec}$ kleiner als für dieselben Sättigungen bei der Kühlung im freien Raum beobachtet wird. Eine quantitative Erklärung der gemessenen Breiten der Geschwindigkeitsverteilungen in Abhängigkeit von der TEM_{01}^* -Potentialstärke und Kühllaserverstimmung ist zur Zeit noch nicht möglich. Daß in der Tat das TEM_{01}^* -Potential die den Kühlmechanismus beeinflussende Größe ist und nicht die TEM_{01}^* -Verstimmung konnte anhand einer Messung bei konstanter TEM_{01}^* -Stärke eindeutig nachgewiesen werden

Die höchste Kühleffizienz wird für Kühllasersättigungen erreicht, die mit $S = 0.06..0.1$ (Einzelstrahlsättigung) bis zu einem Faktor 10 über den zur Kühlung im freien Raum erforderlichen Sättigungen liegen. Die Kühleffizienz kann anhand des Anteils der Atome in der schmaleren Sub-Dopplerverteilung beurteilt werden (s. Abb. 6.28)

Überraschenderweise konnte keine signifikante Abhängigkeit der für eine effiziente Kühlung erforderlichen Kühllasersättigung von der Potentialstärke festgestellt werden. Warum so hohe Kühllaserleistungen erforderlich sind und bei kleineren Sättigungen ($S = 0.02..0.05$) ca. 25 % der Atome das TEM_{01}^* -Potential verlassen, ist zur Zeit noch nicht abschließend verstanden.

Eine mögliche Erklärung könnte darin liegen, daß die relativen Verschiebungen der Grundzustandspotentiale des Kühlfeldes zueinander um so größer sind, je schwächer die Kühlfeldsättigung ist. Diese Verschiebung führt zu einer Zunahme der Heizprozesse und könnte somit die

Ursache für die hohen Verluste bei kleineren Kühlfeldsättigungen sein.

Das Vorliegen von zwei Geschwindigkeitsverteilungen in Anwesenheit des Kühlfeldes erinnert an das Verhalten bei der Polarisationsgradientenkühlung in einem starken Magnetfeldgradienten (s. Kap. 4). Auch dort besteht die Geschwindigkeitsverteilung aus einer Doppelgaußfunktion, deren Anteile unterschiedliche Breiten haben. Analog zu dieser Situation können die beiden Geschwindigkeitsverteilungen bei der Kühlung in starken Dipolpotentialen auf Atome an unterschiedlichen Orten im Potential zurückgeführt werden. Atome die sich im zeitlichen Mittel in größerer Entfernung von der TEM_{01}^* -Achse aufhalten erfahren eine stärkere AC-Stark-Verschiebung als achsennahe Atome, so daß keine effiziente Sub-Doppler Kühlung stattfinden kann (s. Kap. 6.4.2). Die schmalere der beiden Verteilungen kann den Atomen zugeordnet werden, die sich überwiegend an Orten im Potential aufgehalten haben, an denen eine effiziente Polarisationsgradientenkühlung möglich ist.

Eine Messung der Ortsraumverteilung in Anwesenheit des Kühllaserfeldes ergab keine signifikante Änderung der Breite der Verteilung. Die sich daraus ergebenden Schlußfolgerungen werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

Einfluß der Kühlung auf die Besetzung niedriger Vibrationszustände im TEM_{01}^ -Potential.*

Eine wesentliche Motivation zur Durchführung der vorgestellten Experimente ist die Frage, ob mit dem Polarisationsgradientenkühlen eine Erhöhung der Besetzung der unteren Vibrationsniveaus im TEM_{01}^* -Potential möglich ist. Zur Klärung dieser Frage liefert die Ortsraumverteilung der Atome im Fokus des TEM_{01}^* -Potentials unter Einwirkung des Kühllaserfeldes neben den oben diskutierten Geschwindigkeitsverteilungen einen weiteren Mosaikstein. Bei einer Messung des Durchmessers nach der im Kapitel fünf erläuterten Methode konnte in Anwesenheit des Kühlfeldes keine Verkleinerung oder Verbreiterung der Ortsraumverteilung gegenüber den Verteilungen ohne Kühlfeld nachgewiesen werden. Unter der Annahme eines im TEM_{01}^* -Potential frei beweglichen atomaren Ensembles wird eine kleinere Ortsraumverteilung erwartet, da die Geschwindigkeitsverteilungen unter Einwirkung des Kühlfeldes bei Wahl der optimalen Parameter schmaler werden und somit die klassischen Umkehrpunkte näher an der Achse liegen. Zu einem vollständigen Verständnis müssen die, sich aus der Superposition von TEM_{01}^* -Lichtfeld und Kühllichtfeld ergebenden, Grundzustandspotentiale betrachtet werden (siehe Abb. 6.33). In dem Bereich des TEM_{01}^* -Potentials, in dem sich die Atome aufhalten, wird die Situation vom Potential des Kühlfeldes dominiert. Für die optimalen Kühlparameter liegen die Vibrationsfrequenzen des Kühlfeldes bei $\omega \approx 15 \omega_{\text{rec}}$ und des TEM_{01}^* -Potentials $\omega =$ bei $0.75 \omega_{\text{rec}}$.

Bei der Kühlung in optischen Gittern im freien Raum werden ca. 60% der Atome im Grundzustand bzw. ca. 80% insgesamt in den Potentialtöpfen des Kühlfeldes lokalisiert [185]. Der Grad der Lokalisierung nimmt dabei mit der Stärke des Kühlpotentials zu. Aus diesen Beobachtungen an Gittern im freien Raum und der Messung der Ortsraumverteilung des atomaren Ensembles im Fokus des TEM_{01}^* -Potentials in Anwesenheit des Kühlfeldes kann geschlossen werden, daß eine Bewegung der Atome zur Achsenmitte des TEM_{01}^* -Potentials stark unterdrückt ist.

Es kann somit angenommen werden, daß die Atome nach Durchlaufen der Kühlzone in den Kühltopfen lokalisiert und innerhalb des Gebietes des klassischen Um-

kehrpunktes des harmonischen Oszillators, den das TEM_{01}^* -Potential darstellt verteilt sind. Die zur Verfügung stehenden Wechselwirkungszeiten von ca. 300 μs sollten für eine Lokalisierung in den Gittertopfen mehr als ausreichend sein. Messungen an Gittern im freien Raum ergaben für Gitterpotentialtiefen, wie sie in den Kühlfeldern dieser Arbeit vorliegen, Lokalisierungszeiten zwischen 50 μs und 150 μs [186]. Hingegen erscheinen, die Wechselwirkungszeiten *nicht* lang genug, um *nach* der Lokalisierung der Atome einen Gleichgewichtszustand bei der Diffusion im Gesamtpotential zu erzielen. Für optische Gittern im freien Raum liegen diese Zeiten zwischen 1 ms und einigen 10 ms. Dies könnte ebenfalls erklären, weshalb die Atome in den durchgeführten Experimenten nicht in Richtung des Potentialminimums diffundieren

Im Hinblick auf eine Anwendung des Polarisationsgradientenkühlens in 3D-Speichergeometrien muß beachtet werden, daß nach Ausschalten des Kühlfeldes die potentielle Energie der Atome im TEM_{01}^* -Potential wieder in kinetische Energie umgewandelt wird und auf diese Weise kein permanenter Kühlerfolg erzielt werden kann. So scheint nach derzeitigem Erkenntnisstand eine Besetzung niedriger Vibrationsniveaus des TEM_{01}^* -Potentials durch Polarisationsgradientenkühlen für die in dieser Arbeit gewählten Parameter an einem Atomstrahl nicht möglich zu sein.

Die Anwendung der Polarisationsgradientenkühlung in einer 3D-Dipolfalle könnte jedoch, aufgrund der bis in den Sekundenbereich realisierbaren Wechselwirkungszeiten, zu anderen

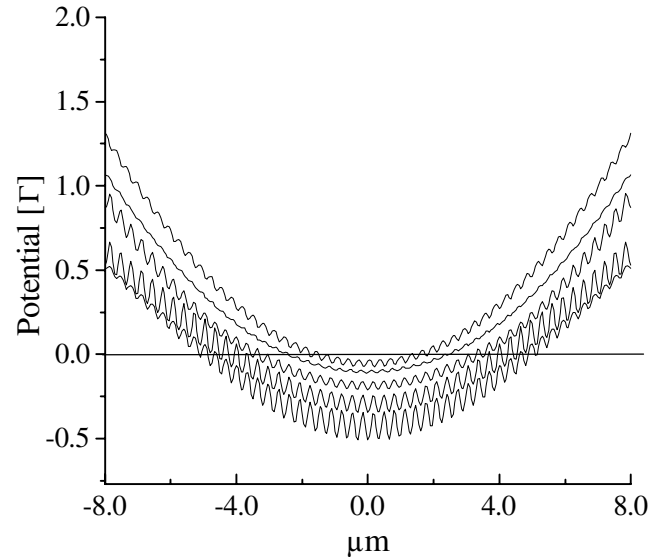


Abb. 6.33 Schnitt durch die Grundzustandspotentiale für ein linear polarisiertes TEM_{01}^* -Lichtfeld und ein 2D $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlfeld für typische experimentelle Parameter.

Ergebnissen führen. Möglicherweise erfordern die zur TEM_{01}^* -Achse gerichteten Transportprozesse eine größere Wechselwirkungszeit als sie in diesen, an einem Atomstrahl durchgeführten, Untersuchungen zur Verfügung gestellt werden konnten. Daher könnte die Anwendung der Polarisationsgradientenkühlung in einer 3D-Dipolfalle unter Anwendung längerer Wechselwirkungszeiten neue interessante Erkenntnisse über die Transportprozesse in optischen Gittern mit übergeordneten Potentialen und eine Konzentration des atomaren Ensembles in achsennahen Gitterpotentialtöpfen ermöglichen.

In eindimensionalen theoretischen Rechnungen [54] konnte für eine spezielle Wahl der Kühlfeldpolarisation gezeigt werden, daß eine Anfangsbesetzung eines Kühlfeldpotentialminimums im Zentrum des TEM_{01}^* -Potentials im stationären Fall zu 80% in diesem Minimum verbleibt. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Lage des Kühlfeldpotentialminimums mit dem Potentialminimum des TEM_{01}^* -Feldes zusammenfällt. Dieses Ergebnis gibt Anlaß zu der Hoffnung, daß es gelingen könnte, dieses Ergebnis auch für eine breitere Anfangsverteilung zu erreichen, für die die theoretische Berechnung noch nicht durchgeführt wurde.

Gelingt es das atomare Ensemble auf wenige Kühlfeldpotentialtöpfe zu konzentrieren, sollte es nach Ausschalten des Kühlfeldes möglich sein, auch den Grundzustand des TEM_{01}^* -Potentials makroskopisch zu besetzen.

Die Durchführung dieser Experimente stellt eine große technologische Herausforderung dar, da Gradienten des TEM_{01}^* -Potential in der Größenordnung der Gradienten der Gittertöpfe des Kühlfeldes und eine Kontrolle der Lage eines Kühlfeldpotentialminimums relativ zur Achse des TEM_{01}^* -Potentials erforderlich sind.

7. Ausblick

Die hier vorgestellten Untersuchungen und Ergebnisse dienen der Entwicklung von Atomresonatoren und der Weiterentwicklung optischer Kühlmechanismen zur kontinuierlichen Besetzung eines Potentialgrundzustandes. Auf dem Gebiet der Laserkühlung gebundener neutraler Atome ergeben sich durch die starken Dipolpotentiale bei vernachlässigbarer spontaner Emission neue Möglichkeiten wie z.B. die Anwendung der in 7.2 erläuterten Seitenbandkühlung. Die holographische Erzeugung nicht gaußscher Laserfelder eröffnet vielfältige neue Möglichkeiten atomoptischer Geometrien wie sie in 7.1 skizziert werden.

Aufbauend auf den Ergebnissen dieser Arbeit wird in 7.3 ein Konzept zum kontinuierlichen Füllen eines Atomresonators vorgestellt.

Für den zukünftigen Einsatz des TEM_{01}^* -Mode wird eine Verbesserung der Modenqualität angestrebt. Durch den Einsatz von zwei aufeinander abgestimmten Hologrammen können reine TEM_{01}^* -Moden erzeugt werden. Diese Methode wird zur Zeit am Institut für Technische Optik der Universität Stuttgart untersucht. Eine andere Möglichkeit die Modenqualität zu verbessern, ist der Einsatz eines Resonators, der den TEM_{01}^* -Anteil unter Leistungseinbußen von ca. 60% herausfiltert. Diese Methode wurde bereits erfolgreich eingesetzt [70].

Eine Anwendung der fokussierenden Wirkung eines TEM_{01}^* -Potentials befindet sich zur Zeit in Vorbereitung [187], dabei wird ein TEM_{01}^* -Laserstrahl zum effizienten Füllen von Hohlfasern mit Kerndurchmessern von wenigen Mikrometern eingesetzt. Die Eignung von Hohlfasern zum atomaren Transport und dem Bau von Atomresonatoren wird alternativ zu TEM_{01}^* -Potentialen untersucht [188-191].

7.1 Anwendungen spezieller holographisch erzeugter Lichtfelder

Die folgenden Beispiele zeigen einige Anwendungsmöglichkeiten und verdeutlichen das große Potential holographisch erzeugter Lichtfelder in der Atomoptik

Hohle Besselstrahlen

Wird für bestimmte Anwendungen ein Lichtfeld benötigt, dessen Strahlradius sich im Bereich einiger Meter nur unwesentlich ändert können spezielle Besselstrahlen eingesetzt werden, die eine TEM_{01}^* -ähnliche Intensitätsverteilung haben und ebenfalls holographisch erzeugt werden können [192].

Korrigierte Linsen für Atome

Für viele Experimente in der Atomoptik und speziell in der Atomlithographie sind abbildende Optiken für atomare Wellen erforderlich. Eine dünne Linse für Atome läßt sich durch zwei senkrecht zueinander und senkrecht zum Atomstrahl gerichtete blauverstimmte TEM_{01} -Laserstrahlen realisieren[193]. In dieser Anordnung bewegen sich die Atome in einem Bereich geringer Intensität, so daß spontane Prozesse, die zu weiteren Abbildungsfehlern führen, weitestgehend vermieden werden können. Die Linsenwirkung beruht darauf, daß die Phasenfronten der atomaren de Broglie-Wellen so modifiziert werden, daß die resultierende Phasenverschiebung quadratisch mit dem Abstand von der optischen Achse skaliert, $\Delta\phi \propto x^2$

Die Eigenschaften aller bisher realisierten Linsen für Atome sind durch Abbildungsfehler, insbesondere durch die sphärische Aberration, beschränkt. Die sphärische Aberration liegt in der Abweichung des Dipolpotentials des TEM_{01} -Mode von der Parabelform begründet. Um die sphärische Aberration zu begrenzen, muß in bisherigen Anwendungen die effektive Apertur einer Linse auf Kosten des atomaren Flusses durch die Linse eingeengt werden. Durch Einsatz computergenerierter Hologramme können Lichtfelder mit exakt parabelförmigen Intensitätsprofilen realisiert werden. Die Verallgemeinerung auf ein periodisches Linsenarray und auf nichtperiodisch fokussierende Lichtfeldkonfigurationen erscheint möglich, und bietet neue Perspektiven für die Atomlithographie.

Ein Speicherring für neutrale Atome

Mittels eines blauverstimmten TEM_{11}^* -Mode kann ein Speicherring für Atome realisiert werden, der einen ringförmigen Einschluß der Atome ermöglicht. Der erforderliche Einschluß in der dritten Dimension kann durch Lichtschnitte erfolgen, die als Dipolkraftspiegel wirken.

Durch einen zusätzlich eingestrahlt resonanten Laguerre-Gauß Mode mit hohem makroskopischen Drehimpuls kann das aus einer dreidimensionalen magnetooptischen Melasse in die Ringstruktur geladene atomare Ensemble in eine kollektive Rotation versetzt werden. Eine mögliche Anwendung des

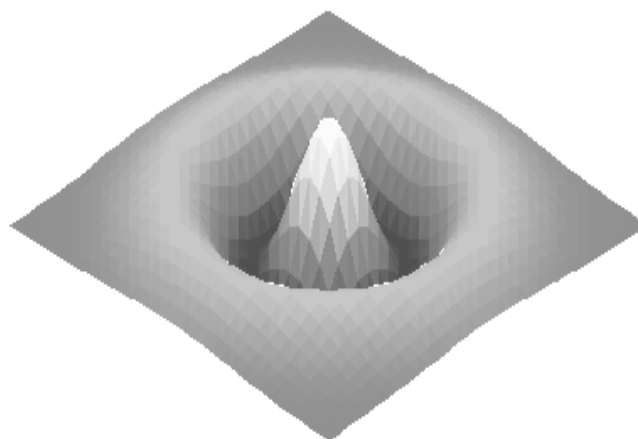


Abb. 7.1 Der TEM_{11}^* -Mode als Speicherring für Atome

Speicherringes ist die Realisierung eines Interferometers zur hochpräzisen Messung des Sagnac-Effektes und Untersuchungen zur Propagation von Wellenfunktionen.

Darüber hinaus ist vorstellbar, ein Bose-Kondensat in einen derartigen Speicherring zu transferieren, um Rotationsanregungen und Superfluidität desselben zu untersuchen.

7.2 Ramanseitenbandkühlen gebundener neutraler Atome

Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, daß zur Laserkühlung stark gebundener Atome Mechanismen eingesetzt werden sollten, für die die AC-Stark Verschiebung keine Störung, sondern eine notwendige Voraussetzung ist. Für starke Potentiale, deren Vibrationsfrequenzen größer als die Photonenrückstoßfrequenz ist, kann das Bild ortsabhängiger AC-Stark-Verschiebungen während der atomaren Bewegung nicht mehr angewendet werden, sondern die Quantisierung der Schwerpunkswellenfunktion muß durch die Oszillatorniveaus im Dipolkraftpotential berücksichtigt werden. Das für Ionenfallen entwickelte Ramanseitenbandkühlen [35] setzt quantisierte Zustände der Schwerpunkswellenfunktion voraus und kann auf neutrale Atome übertragen werden.

Voraussetzung für ein effizientes Seitenbandkühlen sind zwei verschiedene atomare Grundzustände, die gleich stark an das Lichtfeld ankoppeln [54] und starke Potentiale, so daß die Vibrationsfrequenzen größer als die Photonenrückstoßfrequenz sind ($\omega_{\text{vib}} > \omega_{\text{Rec}}$). Diese Voraussetzung können durch Einstrahlung eines positiv frequenzverstimmten π -polarisierten TEM_{01}^* - Laserstrahl auf einem $J = 1 \rightarrow J = 1$ Übergang, wie er z.B. in ^{87}Rb oder ^4He existiert, erfüllt werden. Anhand dieser Konfiguration soll der Kühlmechanismus exemplarisch erläutert werden.

Für das Kühlschema ist ein $\sigma^+\sigma^-$ -Ramanlaserpaar und ein σ^+ polarisierter resonanter Laserstrahl (Spontanlaser) auf einem $J = 1 \rightarrow J = 1$ Übergang erforderlich. Die beiden Ramanlaserstrahlen haben zur Unterdrückung spontaner Prozesse eine Verstimmung Δ zum oberen Laserniveau und

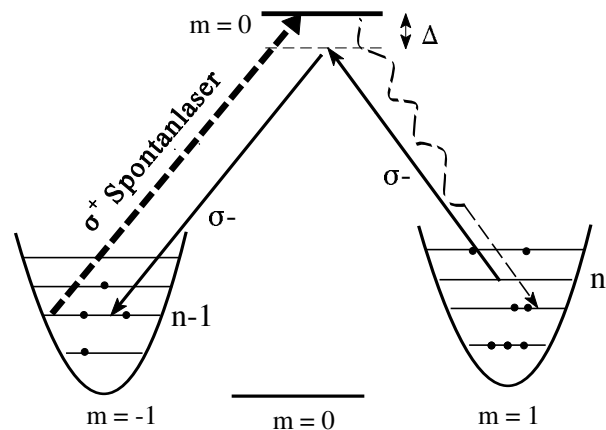


Abb. 7.2 Ramanseitenbandkühlen neutraler Atome. Das Dipolpotential wird durch ein π -polarisiertes TEM_{01}^* - Laserfeld auf einem $J = 1 \rightarrow J = 1$ Übergang realisiert. Der Zustand $m_J = 0$ koppelt nicht ans Lichtfeld an ($c_g = 0$). Atome im Grundzustand $|m_J=1, n=0\rangle$ wechselwirken weder mit dem Ramanlaser noch mit dem Spontanlaser.

eine relative Frequenzverstimmung von $\Delta_{\text{Raman}} = \omega_{\text{Vib}}$, so daß Übergänge der Art $|m_j=1, n\rangle \rightarrow |m_j=-1, n-1\rangle$ induziert werden. Die Energiedissipation findet durch den Spontanlaser statt, der die Atome aus $|m_j=-1, n-1\rangle$ nach $|m_j=1, n-1\rangle$ pumpt. Nach der Anregung ins obere Niveau durch den Spontanlaser zerfallen die Atome durch den Lamb-Dicke Effekt (s. Kap. 6.1) bevorzugt in Zustände mit der Vibrationsquantenzahl $n-1$ zurück. Dabei hängt die Effizienz des Kühlmechanismus insbesondere von der Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Übergängen ohne Änderung der Vibrationsquantenzahl und damit von der Potentialstärke ab.

Wesentlich ist, daß Atome, die im Grundzustand $|m_j=1, n=0\rangle$ angelangt sind, weder mit den Ramanlasern noch mit dem Spontanlaser wechselwirken und somit keine unerwünschte Aufheizung stattfinden kann. Für die Ramanlaser ist im Zustand $|m_j=1, n=0\rangle$ die Ramanbedingung nicht mehr erfüllt, und der $\sigma+$ polarisierte Spontanlaser koppelt auf einem $J=1 \rightarrow J=1$ Übergang nicht an den $m_j=1$ Zustand an.

Experimentell wurde dieses Schema für neutrale Atome bislang nicht realisiert, da keine ausreichend starken harmonischen Potentiale bei gleichzeitig geringer spontaner Streurrate durch die Fallenlaser zur Verfügung standen, wie sie in Zukunft durch TEM_{01} -Dipolpotentiale realisiert werden können.

7.3 Kontinuierliches Füllen eines Atomresonators

- Ein Atomlaserkonzept -

Voraussetzung für eine kontinuierliche kohärente Quelle neutraler Atome ist ein kontinuierlicher Füllmechanismus eines Atomresonators. Wie in 6.1 erläutert, sollten die Resonatoren zur Reduzierung der Verluste durch Photonenreabsorption ein mikroskopisches Volumen haben. Dabei besteht die prinzipielle Schwierigkeit darin, Atome mit hoher Effizienz in das kleine Volumen des Resonators zu füllen. Im folgenden wird dazu ein auf dem Termschema von metastabilem ^4He basierendes Konzept erläutert.

Überblick

Die Grundidee besteht darin, ein atomares Ensemble mittels eines TEM_{01} -Laserstrahls aus einer zweidimensionalen magnetooptischen Melasse in eine 3D-Dipolfalle hineinzufokussieren (Abb.7.3). Die Dipolfalle besteht aus zwei sich senkrecht kreuzenden TEM_{01} -Laserstrahlen, deren Polarisierungen so gewählt sind, daß keine destruktive Interferenz im Lichtfeld entsteht.

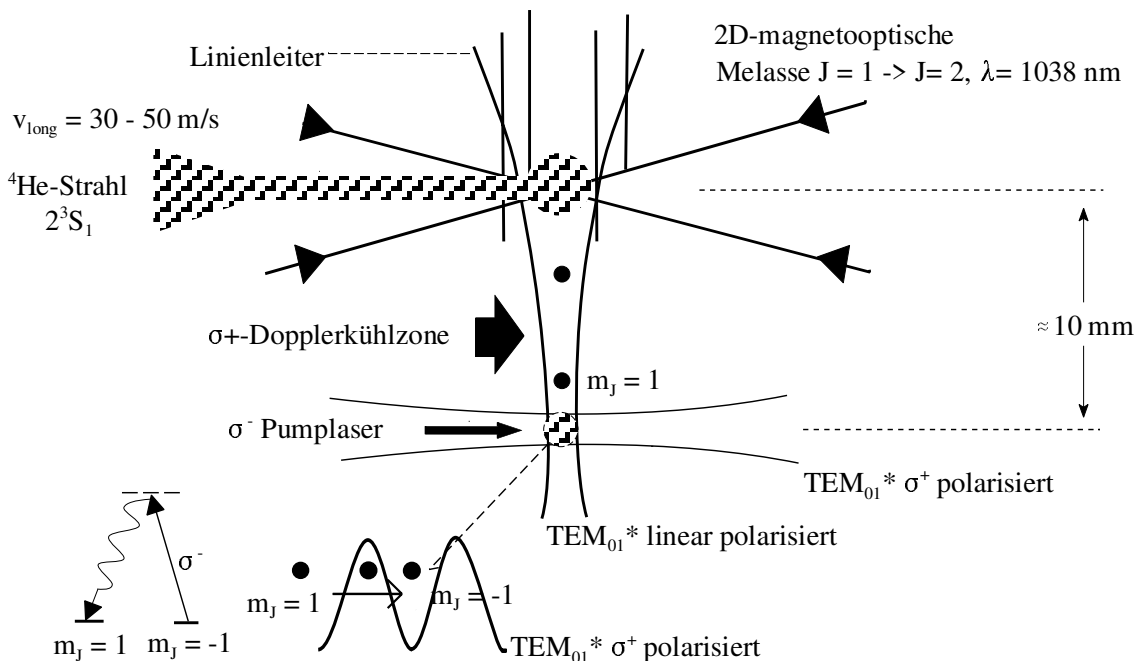


Abb. 7.3 Kontinuierliches Füllen eines Atomresonators

Dabei soll die Potentialstärke im Bereich des Fokus der beiden TEM_{01}^* -Laserfelder so groß sein, daß die Vibrationsfrequenzen ein Vielfaches der Photonenrückstoßfrequenz liegen. ($\omega_{\text{vib}} \approx 5 \omega_{\text{rec}}$). Für ${}^4\text{He}$ können diese Potentialstärken mit Strahltaillen im Bereich von $w = 10\text{-}20 \mu\text{m}$ erreicht werden. Wie in Kap. 6.1 ausgeführt existiert ein Potentialbereich, der einen Kompromiß hinsichtlich der Unterdrückung von Verlusten durch Photonenreabsorption und Verlusten durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung (s. Kap. 6.1) darstellt. Die vorgestellte experimentelle Anordnung bietet hervorragende Möglichkeiten, diesen Bereich durch Variation der experimentellen Parameter zu erforschen.

Zur Kühlung des atomaren Ensembles kann Dopplerkühlen und das in 7.2 vorgestellte Ramanseitenbandkühlen eingesetzt werden. Sowohl das Dopplerkühlen als auch das Ramanseitenbandkühlen wurden bereits zur Kühlung stark gebundener Atome in Ionenfallen eingesetzt, dabei dient die Dopplerkühlung als Vorstufe zum Ramanseitenbandkühlen.

Der Einsatz starker Potentiale hat im Hinblick auf die Kühlung den zusätzlichen Vorteil, daß bereits durch Dopplerkühlung Atome in sehr niedrige Vibrationsniveaus gepumpt werden können. Für metastabiles ${}^4\text{He}$ haben Atome am Dopplerlimit für den Kühlübergang $J = 1 \rightarrow J = 2$ bei $\lambda = 1083 \text{ nm}$ eine kinetische Energie von $E = 8.75 \hbar \omega_{\text{rec}}$ ($1/2 \cdot k T_{\text{Doppler}} = \hbar \Gamma / 4 = 8.75 \hbar \omega_{\text{rec}}$ mit $\Gamma = 2\pi \cdot 1.6 \text{ MHz}$). Die Anwendung der Dopplerkühlung sollte somit für Vibrationsfrequenzen

im Potential von $\omega = 5 \omega_{\text{rec}}$ zu einer Besetzung der untersten Niveaus führen. Insbesondere werden Atome bei der Dopplerkühlung, die analog zu Ionenfallen mit einem Laserstrahl ausgeführt werden kann, automatisch spinpolarisiert. Dadurch kann die beim Zusammenstoß metastabiler Heliumatome ablaufende Penningionisation sehr effizient (um bis zu 5 Größenordnungen) unterdrückt werden [99].

Experimentelle Realisierung

Eine vertikal ausgerichtete zweidimensionale magnetooptische Melasse, die kontinuierlich Atome aus einem Atomstrahl einfängt, soll als Strahlquelle dienen. Durch die Gravitation werden die Atome aus der 2D-MOM nach unten in Richtung des Kreuzungspunktes der beiden TEM_{01}^* -Laserstrahlen gezogen. Der 2D-MOM ist ein TEM_{01}^* -Laser parallel zur Richtung der Melassenachse in vertikaler Richtung überlagert, der ca. einen Zentimeter unterhalb der 2D-MOM liegt. Dabei ist durchaus von Vorteil, daß die Atome in der vertikalen Dimensionen durch Aufheizeffekte Geschwindigkeiten oberhalb des Dopplerlimits haben. Aufgrund der starken Fokussierung des vertikalen TEM_{01}^* -Lasers kann es noch vor Erreichen des Bereiches der Strahltaile zur Reflexion der Atome kommen (s. Kap. 2.3.2 Abb. 2.19). Durch eine höhere Geschwindigkeit in der Vertikalen kann dieser Effekt vermindert werden.

Um ein dreidimensional speicherndes Potential zu erzeugen, wird ein zweiter TEM_{01}^* -Laser transversal zum vertikalen TEM_{01}^* -Laser im Bereich des Fokus eingestrahlt. Durch die Bewegung im Potential des TEM_{01}^* -Lasers werden die Atome transversal aufgeheizt. Diese Energie kann durch eine Dopplerkühlzone vor der gekreuzten TEM_{01}^* -Falle wieder entzogen werden. Durch die Kopplung der Dimensionen durch das TEM_{01}^* -Potential werden die Atome ebenfalls in der vertikalen Richtung gekühlt. (Vorstellbar wäre in einer zweiten Stufe eine Seitenbandkühlzone einzurichten, die räumlich der Dopplerkühlzone folgt).

Aufgrund der Umwandlung von longitudinaler kinetischer Energie (vertikale Richtung) in transversale kinetische Energie haben die Atome im Fokus des vertikalen TEM_{01}^* -Laserstrahls nur noch eine longitudinale Geschwindigkeit von wenigen Zentimeter pro Sekunde und könnten daher die Barriere des transversalen TEM_{01}^* -Lasers nicht durchdringen, dessen Potentialhöhe ausreicht, um Atome von 1-2 m/s zu halten.

Jedoch sind die in der Dopplerkühlzone in $m_j = 1$ spinpolarisierten Atome bezüglich des σ^+ -polarisierten transversalen TEM_{01}^* -Lasers ($J = 1 \rightarrow J = 1$ Übergang) in einem Dunkelzustand und können daher die Barriere durchdringen. Im Zentrum der Dipolfalle pumpt ein σ^- -polarisierter Laser auf dem $J = 1 \rightarrow J = 1$ Übergang die Atome in den Zeemanzustand $m_j = -1$, in dem die

Atome mit beiden TEM_{01}^* -Laserstrahlen wechselwirken und somit in einem dreidimensionalen Potential gefangen sind. Sobald die Atome in den $m_j = -1$ Zustand gepumpt worden sind, sind sie bezüglich des σ^- -polarisierten Pumplasers in einem dunklen Zustand und werden nicht zusätzlich aufgeheizt. Insbesondere sind die Atome am Ende dieses Lademechanismus vollständig spinpolarisiert, wodurch die Penningionisation unterdrückt ist.

Zur effizienten Besetzung des Grundzustandes eines Potentials ist eine hohe Übergangswahrscheinlichkeit in diesen Zustand erforderlich. Wird der Pumplaser resonant mit dem $J = 1 \rightarrow J = 1$ Übergang eingestellt, ist die Transferwahrscheinlichkeit im Fallenzentrum am höchsten, da hier die atomaren Niveaus nicht durch den AC-Stark-Effekt verschoben sind. Darüber hinaus ist der Überlapp der Ausgangswellenfunktion mit der Grundzustandswellenfunktionen die größtmögliche, so daß die Übergangswahrscheinlichkeit in den Grundzustand am größten ist [194]. Sobald ein Atom im Grundzustand ist, steigt wegen der einsetzenden Bose-Verstärkung die Übergangswahrscheinlichkeit für nachfolgende Pumpprozesse in den Grundzustand um den Faktor $(N+1)$ an (N ist die Zahl der Atome im Grundzustand)[194], so daß es sich um ein selbstverstärkendes laserartiges System handelt.

Im Hinblick auf eine kontinuierliche Mehrfachbesetzung des Grundzustandes müssen die Prozesse der Reabsorption, Stöße und Dipol-Dipol Wechselwirkung kritisch hinterfragt und erforscht werden. Da in diesen mikroskopischen, komplexen Systemen eine Vielzahl, noch weitestgehend unverstandener, verschiedener physikalischer Effekte auftreten, sind Untersuchungen an Systemen der hier vorgestellten Art ausgesprochen lohnenswert und interessant.

Literaturverzeichnis

- [1] L. de Broglie, Nature **112** , 540 (1923).
- [2] C. Davisson und L. H. Germer, Phys. Rev. **40**, 705 (1927).
- [3] G. P. Thomson und A. Reid, Nature **119**, 890 (1929).
- [4] J. Estermann und O. Stern, Z. Phys. **61**, 95 (1930).
- [5] H. Maier-Leibnitz und J. Springer, Z. Phys. **167**, 386 (1962).
- [6] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, Science **269**, 198 (1995).
- [7] K. B. Davis, M.-O. Mewes, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [8] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollet, and R. G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [9] J. J. Hope and C. M. Savage, Phys. Rev. A **54**, 4 (1996).
- [10] H. D. Politzer, Phys. Rev. A **43**, 6444 (1991).
- [11] W. Zhang and D. F. Walls, Phys. Rev. A **49**, 3799 (1994).
- [12] G. Lenz, P. Pax, and P. Meystre, Phys. Rev. A **48**, 1707 (1993).
- [13] G. Lenz, P. Meystre and E. M. Wright, Phys. Rev. A (1994).
- [14] G. Timp, R. E. Behringer, D. M. Tennant, and J. E. Cunningham, M. Prentiss, and K. Berggren, Phys. Rev. Lett. **69**, 1636 (1992);
- [15] R. J. C. Spreeuw, T. Pfau, U. Janicke und M. Wilkens, Europhys. Lett. **32**, 469 (1995).
- [16] Ch. J. Bordè, Phys. Rev. Lett. A. **204**, 217 (1995).
- [17] J. J. Hope und C. M. Savage, Phys. Rev. A **54**, 3144 (1996).
- [18] A. M. Guzman, M. Moore und P. Meystre, Phys. Rev. A **53**, 977 (1996).
- [19] J. I. Cirac, M. Lewenstein und P. Zoller, Phys. Rev. Lett. **72**, 2977 (1994).
- [20] E. V. Goldstein, P. Pax und P. Meystre, Phys. Rev. A **53**, 2604 (1996).
- [21] M. Holland, K. Burnett, C. W. Gardiner, j. I. Cirac und P. Zoller, Phys. Rev. A **54**, R1757 (1996).
- [22] V. I. Balykin and V. S. Letokhov, Appl. Phys. B **48**, 514 (1989);
M. Wilkens, E. Goldstein, B. Taylor, and P. Meystre, Phys. Rev. A **47**, 2366 (1993).
- [23] H. Wallis, J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, Appl. Phys. B **54**, 407 (1992).
- [24] M. Wilkens, E. Goldstein, B. Taylor, and P. Meystre, Phys. Rev. A **47**, 3 (1993).
- [25] Für einen Überblick siehe: C. S. Adams, M. Sigel, J. Mlynek, Phys. Rep. **240**, 143 (1994).
- [26] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 2 (1985).

- [27] J. P. Gordon and A. Ashkin, Phys. Rev. A **21**, 1606 (1980).
- [28] R. Cook and K. Hill, Opt. Comm. **43**, 258 (1982); V.I. Balykin, V.S. Letokhov, Y.B. Ovchinnikov and A.I. Sidoron, JETP Lett. **45**, 353 (1987); V.I. Balykin, V.S. Letokhov, Y.B. Ovchinnikov and I. Sidoron, Phys. Rev. Lett. **60**, 2137(1988); W. Seifert, C.S. Adams, V.I. Balykin, C. Heine, Yu.Ovchinnikov, and J. Mlynek, Phys. Rev. A **49**, 3814 (1994);
- [29] W. Seifert, C. S. Adams, V. I. Balykin, C. Heine, Y. Ovchinnikov und J. Mlynek, Phys. Rev. A **49** 3814 (1994).
- [30] M. Christ, A. Scholz, M. Schiffer, R. Deutschman und W. Ertmer, Opt. Comm. **107**, 211 (1994).
- [31] J. E. Bjorkholm, R. R. Freeman, A. Ashkin, and B. Pearson, Phys. Rev. Lett. **41**, 20 (1978).
- [32] V. I. Balykin and V.S. Letokhov, Opt. Comm. **64**; 151 (1987).
- [33] G. M. Gallatin, P.L.Gould, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 502 (1991).
- [34] J. J. McClelland and M.R.Scheinfein, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 1974 (1991).
- [35] D. J. Heinzen and D.J.Wineland, Phys.Rev.A **42**, 2977 (1990).
- [36] U. Janicke and M. Wilkens, Eur. Phys. Lett., **35**, 561 (1996).
- [37] R. Taieb, R. Dum, J. I. Cirac, P. Marte, and P. Zoller, Phys. Rev. A **49**, 6 (1994).
- [38] R. Dum, P. Marte, T. Pellizari, and P. Zoller, Phys. Rev. Lett. **73**, 21 (1994).
- [39] D. J. Wineland, J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am B **9**, 1 (1992).
- [40] W. Paul, Angew. Chem. **102**, 780 (1990).
- [41] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986).
- [42] J. D. Miller, R. A. Cline, and D. I. Heinzen, Phys. Rev. A, **47**, 6 (1992).
- [43] C. S. Adams, H. J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **74**, 18 (1995).
- [44] H. J. Lee, C. S. Adams, M. Kasevich, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **15** , 76 (1996).
- [45] D. Grison, B. Lounis, C. Salomon, J.-Y.Courtois und G. Grynberg, Eur. Phys. Lett. **19**, 149 (1991).
- [46] A. Hemmerich, C. Zimmermann und T. W. Hänsch, Eur. Phys. Lett. **22**, 89 (1989).
- [47] D. J. Heinzen and D. J. Wineland, Phys. Rev. A **42**, 2977 (1990).
- [48] B. R. Mollow, Phys. Rev. A **44**, 5820 (1991).
- [49] L. Allen und J. H. Eberly, "Optical resonance and two level atoms", John Wiley&Sons, New York (1975).
- [50] C. Cohen-Tannoudji in Balian et al., ed. *Frontiers in Laser Spectroscopy*, Les Houches Summer School 1975, (North Holland, Amsterdam, 1977).
- [51] S. Stenholm, Rev. Mod. Phys. **58**, 699 (1986).

- [52] R. J. Cook, *Phys. Rev. A* **20**, 224 (1979).
- [53] J. Dalibard and J. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 1707 (1985).
- [54] R. Deutschman, “Theoretische Untersuchung der Präparation atomoptischer Elemente und Quantensysteme mittels nichtgaußscher Laserfelder”, Dissertation Uni Hannover (1997).
- [55] A. G. Fox & T. Li, *Bell Syst. Tech. J* **40**, 453 (1961).
- [56] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books 1986.
- [57] M. Brambilla and F. Battipede, L. A. Lugiato, V. Penna, and F. Prati, C. Tamm, C. O. Weiss, *Phys. Rev. A* **43**, 5090 (1990).
- [58] L. G. Guoy, *Compt. Rendue Acad. Sci. Paris* **110**, 1251 (1890).
- [59] A. Rubinowicz, *Phys.Rev.* **54**, 931 (1938);
E. H. Linfoot, and E. Wolf, *Pro. Phys. Soc. London* **69**, 823 (1956).
- [60] P. Hariharan and P. A. Robinson, *Jour. Mod. Opt* **43**, 219 (1996).
- [61] L. A. Lugiato, R. Lefever, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 120 (1987);
B. Wellegehausen, *IEEE Quant. Electr.* **15**, 1108 (1979);
C. O. Weiss, Chr. Tamm, P. Couillet, *J. Mod. Opt.* **37**, 1825 (1990);
Chr. Tamm, C. O. Weiss, *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 1034 (1990);
Chr. Tamm, *Phys. Rev. A* **30**, 1573 (1988).
- [62] K. Staliunas, *Phys. Rev. A* **48**, 1573 (1993).
- [63] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. Spreeuw, and J. P. Woerdman, *Phys. Rev. A* **45**, 8185 (1992).
- [64] H. He, M. E. J. Friese, N. R. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 826 (1995).
- [65] M. Babiker, W. L. Power, and L. Allen, *Phys. Rev. Lett* **73**, 1239 (1994).
- [66] W.L. Power and L. Allen, M. Babiker, and V. E. Lembessis, *Phys. Rev. A* **52**, 479 (1995).
- [67] L. Allen, V. E. Lembessis and M. Babiker, *Phys. Rev. A* **53**, 2937 (1996).
- [68] W. Greiner, L. Neise, H. Stöcker, Greiner, “Thermodynamik und Statistische Mechanik”, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt a. M. (1987).
- [69] L. D. Landau, E. M. Lifschitz, “Lehrbuch der theoretischen Physik, Bd. I, Akademie Verlag Berlin (1987).
- [70] M. Zinner, “Laguerre-Gauß-Moden: Erzeugung und Einsatz in der Atomoptik”, Diplomarbeit, Uni Hannover (1996).
- [71] G. Gallatin, P. Gould, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 502 (1991).
- [72] J. J. McClelland and M. R. Scheinfein, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1974 (1991).
- [73] C. Cohen -Tannoudji, B. Diu, F. Laloe, “Quantum Mechanics I”, John Wiley & Sons (1977).
- [74] N. F. Ramsey: “Molecular beams”, Oxford University Press, Oxford, (1956).

- [75] N. Davidson, H. J. Lee, C. S. Adams, M. Kasevich, and Steven Chu, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1311 (1995).
- [76] M. R. Andrews et. al. *Science* **275**, 637 (1997).
- [77] H. Metcalf, P. van der Straten, *Phys. Rep.* **244**, 203 (1994).
- [78] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, M. Zhul, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 996 (1985).
- [79] W. D. Phillips, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982).
- [80] T. W. Hänsch, S. L. Schawlow, *Opt. Comm.* **13**, 68 (1975).
- [81] D. J. Wineland, H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975).
- [82] S. Stenholm, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 699 (1986).
- [83] R. J. Cook, *Phys. Rev. A* **22**, 1078 (1980).
- [84] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, C. I. Westbrook, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 2084 (1989).
- [85] V. S. Letokhov, V. G. Minogin, B. D. Pavlik, *Sov. Phys. JETP* **45**, 698 (1977).
- [86] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 233 (1978).
- [87] Y. Castin, H. Wallis, J. Dalibard, *J. Opt. Soc. Am.* **6**, 2046 (1989).
- [88] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [89] Ne. E. Small- Warren, L.-Y. Chow Chiu, *Phys. Rev. A* **11**, 6 (1975).
- [90] F. Shimizu, K. Shimizu, H. Takuma, *Phys. Rev. A* **39**, 2758 (1989).
- [91] G. Racah, *Phys. Rev.* **61** (1942).
- [92] S. A. Kandela, H. Schmoranzler, *Phys. Lett. A* **86**, 101 (1981).
- [93] H. D. Hagstrum, *Phys. Rev.* **96**, 336 (1954);
H. D. Hagstrum, *Phys. Rev.* **104**, 1516 (1956);
H. D. Hagstrum, *Phys. Rev.* **104**, 672 (1956).
- [94] H. D. Hagstrum, *J. Appl. Phys.* **31**, 897 (1960);
H. Conrad, G. Ertl, J. Küppers, S. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1082 (1979).
W. Sesselmann, B. Woratschek, J. Küppers, G. Ertl, H. Haberland,
Phys. Rev. B **35**, 1547 (1987);
R. Hemmen, H. Conrad, *Appl. Phys. A* **55**, 411 (1992).
- [95] K. K. Berggren, A. Bard, J. L. Wilbur, J. D. Gillaspay, A. G. Helg, J. J. McClelland, S. L. Rolston, W. D. Phillips, M. Prentiss, G. M. Whitesides, *Science* **269** (1995).
- [96] F. Bardou, O. Emile, J.-M. Courty, C. I. Westbrook, and A. Aspect, Contribution to the European Research Conference on '*Electronic and atomic collisions: processes at low and ultralow energy*', Giens France, (1994).
- [97] F. Shimizu, K. Shimizu, and H. Takuma, *Phys. Rev. A* **39**, 2758 (1989).
- [98] J. C. Hill, L. L. Hatfield, N. D. Stockwell, and G. K. Walters, *Phys. Rev. A* **5** (1972).

- [99] G.V. Shlyapnikov, J.T.M. Walraven, U.M. Rahmanov, and M.W. Reynolds, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3247 (1994).
- [100] C.Norén and J.W. McConkey, *Phys. Rev. A* **53**, 3253 (1996).
- [101] C.Noren, W.L.Karras, J.W.McConkey, P. Hammond, *Phys. Rev. A* **54**, 510 (1996).
- [102] H. D. Hagstrum, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1050 (1979).
- [103] H. C. Conrad, G. Ertl, J. Küppers, S. W. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1082 (1979).
- [104] W. Sesselmann, B. Woratschek, J. Küppers, G. Ertl, H. Haberland, *Phys. Rev. B* **35**, 1547 (1987).
- [105] R. Hemmen, H. Conrad, *Appl. Phys. A* **55**, 411 (1992).
- [106] F. B. Dunning, R. D. Rundel, R. F. Stebbings, *Rev. Sci. Instruments.* **46**, 697 (1975).
- [107] S. Schohl, D. Klar, T. Kraft, H. A. J. Meijer, M.- W. Ruf, U. Schmitz, S. J. Smithund, H.Hotop, *Z. Phys. D* **21**, 25 (1991).
- [108] A. Scholz, "Präparation einer brilliannten kalten Quelle für metastabile Neon-Atomstrahlen durch magneto-optische Kräfte", Dissertation, Bonn 1994.
- [109] M. Christ, "Reflexion und Beugung ultrakalter metastabiler Neonatome an einem evaneszenten Lichtfeld", Dissertation, Bonn (1994).
- [110] M. Schiffer, M. Christ, G. Wokurka, *Opt. Comm.* **134**, 423 (1997).
- [111] U. Brand, Diplomarbeit Bonn (1992).
- [112] F. Treibel, Diplomarbeit, Kaiserslautern, unveröffentlicht (1982).
- [113] H. Honecker, Diplomarbeit 1993, Bonn unveröffentlicht.
- [114] T. Walker, D. D. Sesko, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 4 (1990).
- [115] Chr. Tamm, *Phys. Rev. A* **38**, 5960 (1988).
- [116] Chr. Tamm, *Proceedings of the Workshop on Quantitativ Characterization of Dynamical Complexity in Non-Linear Systems*, eds. N. Abraham and A. Albano, p.465, New York, Plenum (1989).
- [117] H. He et al. *Jour. of Mod. Opt.* **42**, 217 (1995).
- [118] M. W. Beijersbergen, L. Allen, H. E. L.O. van der Veen and J.P.Woerdman, *Opt. Comm.* **96**, 123 (1993).
- [119] A. E. Siegman, "Lasers", University Press, Oxford (1986).
- [120] Ch. Budzinski, H.J. Tiziani, *Laser und Optoelektronik* **27**, 54 (1995).
- [121] Ch. Hemd-Söllner, Ch. Budzinski, H.J. Tiziani, "Binary gratings for CO₂-Laser beam diagnostics", *Appl. Opt.* 1996
- [122] H. J. Tiziani, R. Achi, R. N. Krämer, und L. Wieggers, "Theoretical analysis of confocal microscopy with microlenses", *Appl. Opt.* **35**, 120 (1996).

- [123] W. B. Veldkamp und T.J. McHugh, "Binäre Optik", Spektrum der Wissenschaft, **7** (1992).
- [124] H. He, N. R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop, J.Mod. Opt. **2**, 217 (1995).
- [125] D. Schreier: "Synthetische Holographie, Physikverlag, 1984.
- [126] M. W. Beijersbergen, R.P.C. Coerwinkel, M. Kristensen, J. P. Woerdman, Opt. Comm. **112**, 321 (1994).
- [127] E. Hasman, N. Davidson, A.A. Frisem, "Efficient multilevel phase holograms for CO₂ lasers", Opt. Lett. **16**, 423 (1991).
- [128] N. R. Heckenberg, R. McDuff, C. P. Smith, and A.G. White, Opt. Lett. **17**, 221 (1992).
- [129] H. He, N. R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop, J.Mod. Opt. **2**, 217 (1995).
- [130] S. Friebel, "Der TEM₀₁*-Mode als atomoptisches Element", Diplomarbeit, Bonn (1995).
- [131] R. J. Collier: "Optical Holography", Academic Press (1971); Agfa, Technische Information: "Photographische Materialien für die Holographie".
- [132] M. T. Gale, M. Rossi, J. Pedersen, and H. Schütz, Opt. Eng. Vol. **33**, 3556 (1994).
- [133] R. H. Doremus, "Ion exchange in glass, Mc Graw Hill, New York (1962).
- [134] R. H. Czichy "Hybrid Optics for Space Applications", ESA-Schrift SP-1158, S. 110 (1993).
- [135] H. Buczek, J. M. Tejjido, "Application of electron beam lithography at CSEM for fabricating computer-generated holograms, Proc. SPIE **884**, 46 (1988).
- [136] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).
- [137] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts and C. I. Westbrook, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2048 (1989).
- [138] S.-Q. Shang, B. Sheehy, P. van der Straaten and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **65**, 317 (1990).
- [139] Ein sehr guter Überblick bietet: C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie and C. J. Foot and A. M. Steane, P.Szrifgiser, H. Perrin and J. Dalibard, Phys. Rev. A **38**, 1311 (1995).
- [140] M. Schiffer, M. Christ, G. Wokurka, W. Ertmer, Opt. Comm. **134**, 423 (1997).
- [141] M. Drewsen, Ph. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Gison, C. Salomon, Appl. Phys. B **59**, 283 (1994).
- [142] M. Walhout, U. Sterr, and S. L. Rolston Phys. Rev. A **54** , 2275 (1996).
- [143] P. van der Straten, S.-Q. Shang, B. Sheehy, and H. Metcalf, and G. Nienhuis, Phys. Rev. A **47**, 4160 (1993).
- [144] M. Walhout, J. Dalibard, S.L. Rolston, W.D. Phillips, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 1997 (1992).

- [145] J. Werner, H. Wallis, and W. Ertmer, *Opt. Comm* **94**, 525 (1992).
- [146] F. Reif, “Fundamentals of Statistical and Thermal Physics”,
Mc Graw-Hill, New York (1965).
- [147] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Phys. B* **18**, 1661 (1985);
J. Dalibard, *Phys.Scr. T* **12**, 28 (1986).
- [148] J. Werner, “Theoretische Untersuchungen der Laserkühlung von Mehrniveaumatomen
in Magnetfeldern”, Dissertation, Bonn (1993).
- [149] S.-Q. Shang, B. Sheehy, and H. Metcalf, and P. van der Straaten and G. Nienhuis,
Phys. Rev. Lett. **67**, 1094 (1991).
- [150] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji,
J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2112 (1989).
- [151] Y. Castin, H. Wallis and J. Dalibard, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- [152] J. Nellessen, J. Werner and W. Ertmer, *Opt.Comm.* **78**, 300 (1990).
- [153] A. Scholz, M. Christ, D. Doll, J. Ludwig and W. Ertmer, *Opt. Comm.* **111**, 136 (1994).
- [154] A. M. Steane, G. Hillenbrand and C. J. Foot,
J. Phys. B, At. Mol. Phys. **25**, 4721 (1992).
- [155] C. D. Wallace, T. P. Dineen, K. Y. N. Tan, A. Kumarakrishnan, P. L. Gould and J.
Javanaien, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 5 (1995).
- [156] K. Möllmer, *Phys. Rev. A* **22**, 5820 (1991).
- [157] J. Chen, J. G. Story, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1344 (1992).
- [158] G. Kaenders, “Magnetische Atomoptik mit laserpräparierten neutralen Atomen”,
Dissertation, Hannover (1994).
- [159] D. Milic, M. D. Hoogerland, K. G. H. Baldwin, and R. E. Scholten,
Quant. Semicl. Opt. **8**, 629 (1996).
- [160] A. W. Vogt, J. I. Cirac and P. Zoller, *Phys. Rev. A* **53**, 950 (1996).
- [161] E. Goldstein, P. Pax, K. J. Schernthanner, B. Taylor, and P. Meystre,
App. Phys. B **60**, 161 (1995).
- [162] C. Boisseau and J. Vigue: “Laser Dressed Molecular Interactions at Long Range,
Opt. Comm. (1996).
- [163] I. Lauer: “Aufbau einer empfindlichen Nachweisoptik für den Fluoreszenznachweis
metastabiler Niveaus”; Diplomarbeit, Uni Bonn (1995).
- [164] R. Strichirsch, Dipolmarbeit Uni Bonn (1994).
- [165] N. Masuhara et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 935 (1988).
- [166] H. Perrin, A. Kuhn, W. Hänsel and C. Salomon,
EQEC Hamburg, Technical Digest (1996).

- [167] Y. Torii, N. Shiokawa, T. Hirano, and T. Kuga, Y. Shimizu, H. Sasada, *Opt. Lett.* (1997).
- [168] H. Stecher, R. Deutschmann, W. Ertmer, P. Zoller, eingereicht zur Veröffentlichung in *Phys. Rev. A* (1997).
- [169] M. Olshanii, Y. Castin and J. Dalibard, Proc. 12.th Int. Conf. Laser Spectr., M. Inguscio, M. Allegrini and A. Sasso ed., World Scientific (1995).
- [170] R. H. Dicke, *Phys. Rev. Lett* **89**, 472 (1952).
- [171] U. Janicke and M. Wilkens, *Eur. Phys. Lett.* **35**, 561 (1996).
- [172] J. I. Cirac, M. Lewenstein, *Phys. Rev. A* **53**, 2466 (1996).
- [173] G. Morigi J. I. Cirac, M. Lewenstein and P. Zoller, “Ground state cooling beyond the Lamb-Dicke Limit”, subm. to *Eur. Phys. Lett.* (1997).
- [174] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J.-Courtois and C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2249 (1993).
- [175] K. Mölmer, *Phys. Rev. A* **44**, 5820 (1991).
- [176] A. Hemmerich, M. Weidemüller, T. Esslinger and T. W. Hänsch, *Eur. Phys. Lett.* **21**, 445 (1993).
- [177] S.Q. Shang, B. Sheehy and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1094 (1991).
- [178] M. Rauner, Dissertation in Vorbereitung, Uni Hannover (1997).
- [179] S. Stenholm “Foundation of Laser Spectroscopy”, Wiley, New York (1984).
- [180] H. Wallis, “Quantum Theory of Atomic Motion in Laser light, *Phys. Rep.* **255**, 203 (1995).
- [181] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon, S. Guellati, *Eur. Phys. Lett.* **12**, **683** (1990).
- [182] A. Hemmerich, C. Zimmermann und T. W. Hänsch, *Europhys. Lett.* **22**, 89 (1993).
- [183] S. Marksteiner, K. Ellinger und P. Zoller, *Phys. Rev. A* **53**, 3408 (1996).
- [184] G. Nienhuis, P. van der Straten, S-Q. Shang, *Phys. Rev. A* **44**, 462 (1991).
- [185] P. S. Jessen, C. Gerz, W. D. Phillips, S. L. Rolston, R. J. C. Spreeuw, and C. I. Westbrook, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 49 (1992).
- [186] G. Raithel, G. Birkl, A. Kastberg, W. D. Phillips, S. L. Rolston, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 630 (1997).
- [187] G. Wokurka, Dissertation in Vorbereitung, Hannover (1998).
- [188] H. Ito, K. Sakaki, T. Nakata, W. Jhe, M. Ohtsu, *Opt. Comm.* **115**, 57 (1995).
- [189] H. Ito, T. Nakata, K. Sakaki, and M. Ohtsu, K. I. Lee and W. Jhe, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4500 (1996).
- [190] M. J. Renn, D. Montgomery, O. Vdovin, D. Z. Anderson, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3253 (1995).

- [191] S. Marksteiner, C. M. Savage, S. L. Rolston, and P. Zoller, Phys. Rev. A **50**, 2680 (1994).
- [192] N. E. Andreev, S.S. Bychkov, V. V. Kotlyar, L. Ya Margolin, L. N. Pyatnitski, P. G. Serafimovich, Quant. Electr. **26**, 126 (1996).
- [193] M. Drewsen, R. Spreeuw, J. Mlynek, Opt. Comm. 125, **77** (1996).
- [194] R. J. C. Spreeuw, T. Pfau, U. Janicke and M. Wilkens, Eur, Phys. Lett. **32**, 469 (1995).