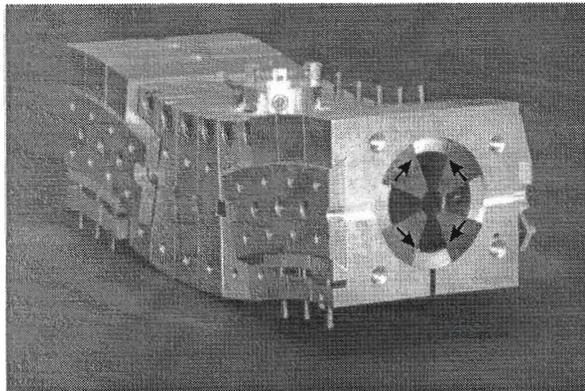




Führung und Ablenkung eines neutralen Atomstrahls



vorgelegt von
Andreas Goepfert

im März 1998

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu Bonn

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Korreferent: Prof. Dr. B. Schoch

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Experimentelle Aufbauten	3
2.1	Atomstrahlquellen	3
2.1.1	Cäsium-Atom	3
2.1.2	Spontanlichtkraft	4
2.1.3	Zeeman Bremsler	6
2.1.4	Magnetooptische Strahlquelle	11
2.2	Lasersysteme	19
2.2.1	Diodenlaser	19
2.2.2	Pikosekunden Titan-Saphir-Laser	19
2.3	Magnetische Komponenten	22
2.3.1	Magnetischer Quadrupol	23
2.3.2	Numerische Bestimmung des magnetischen Feldverlaufs	28
2.3.3	Feldverläufe	29
3	Stimulierte Lichtkräfte mit kurzen Laserpulsen	37
3.1	Theorie der Wechselwirkung von Atomen mit kurzen Lichtpulsen	38
3.1.1	Schrödingergleichung	38
3.1.2	Rosen-Zener Pulse	40
3.1.3	Spontaner Zerfall und Lichtphase	42
3.1.4	Gleichgewichtslösungen	43
3.2	Experimentelle Untersuchungen	47
3.2.1	Intensitätsabhängigkeit	48
3.2.2	Ortsabhängigkeit	55
4	Magnetische Ablenkung eines neutralen Atomstrahls	65
4.1	Simulation der atomaren Trajektorien	66
4.1.1	Test der Trajektorienberechnung	66
4.1.2	Anwendung auf die qualitativen Strahlführungseigenschaften	67
4.2	Demonstration der Ablenkung	69
4.3	Transmission	70

4.3.1	Fluß vor der Kurve	70
4.3.2	Fluß hinter der Kurve	72
4.3.3	Effizienz der Ablenkung	74
4.4	Strahlprofil	76
4.5	Divergenz	80
4.6	Konsequenzen für die gravitomagnetische Falle	80
5	Zusammenfassung	85

1 Einleitung

„There has been a tremendous progress in the field of laser cooling and trapping of neutral atoms over the last decade. The three Nobel Laureates and their collaborators have, together with many other scientists, laid the groundwork for exciting developments within a number of subfields of physics.”

Mit diesen Worten beschreibt die Royal Swedish Academy of Science den Fortschritt in der Kühlung und der Manipulation von neutralen Atomen anlässlich der Verleihung des Nobelpreises für Physik 1997 [81]. Weiter heißt es, die Methoden zur Kühlung von Atomen ermöglichten die Konstruktion genauerer Uhren und die Entwicklung von Atominterferometern für Messungen mit bis dato unerreichter Präzision. Außerdem sei der Weg in Richtung der Atomlithographie und nicht zuletzt zur Beobachtung von Bose-Einstein-Kondensation in verdünnten Gasen geebnet worden.

In dieser Arbeit werden Methoden und Techniken zum Spontankraftkühlen verwendet. Darunter sind z. B. der Aufbau eines Zeeman-Bremsers (W. Phillips [72]) und einer magneto-optischen Strahlquelle [57], die auf einer magneto-optischen Falle basiert (S. Chu [74]). Um den oben genannten Anwendungen näher zu kommen beziehungsweise ihre Einsatzmöglichkeiten zu erweitern, werden im Rahmen dieser Arbeit neue experimentelle Methoden zur Führung, Ablenkung und Fokussierung von Atomstrahlen vorgestellt.

Trotz der großen Erfolge, die die spontane Lichtkraft erzielt hat, besitzt sie auch Eigenschaften, die in bestimmten Situationen nachteilig sind. Eine Führung von Atomstrahlen ist beispielsweise nur über kurze Entfernungen, die in der Größe von Laserstrahldurchmessern liegen, möglich. Die spontane Emission von Photonen führt bei sehr kalten Atomstrahlen zu einem statistischen Aufheizen. Ein weiteres häufig auftretendes Problem ist die physikalisch fundamental begrenzte Stärke der spontanen Lichtkraft, die lange Wechselwirkungszeiten erfordert. Diese Limitierung macht sich gerade bei schweren Atomen mit einer vergleichsweise niedrigen Resonanzfrequenz, wie dem Cäsiumatom, bemerkbar.

Mit Licht größere Kräfte auszuüben, ist jedoch durch das Konzept der gegenläufigen Lichtpulse realisierbar [31, 66], welches auf einer stimulierten Umverteilung von Photonen zwischen den Lichtpulsen beruht. Während diese Kraft bereits 1989 von Voitsekhovich et al. demonstriert werden konnte [97], wird in dieser Arbeit die Wirkung der gegenläufigen Pulse auf den Bewegungszustand von Atomen erstmalig systematisch experimentell und theoretisch untersucht.

Es zeigt sich, daß die stimulierte Lichtkraft mit kurzen Pulsen außerordentlich robust gegen Veränderungen in den experimentellen Parametern ist und über einen weiten Bereich

eine theoretische Näherungslösung zuläßt. Neben der Intensität der Pulse [37, 70] spielt dabei die zeitliche Abfolge der Pulse eine entscheidene Rolle für die Stärke aber auch für die Richtung der Kraft. Diese Zeitabhängigkeit transformiert sich aufgrund der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts in ein räumlich variierendes Potential, welches durch Ablenkung eines Atomstrahls quantitativ ausgemessen wird. Insbesondere wird auch das theoretisch vorhergesagte Potentialminimum für gleichzeitig auf ein Atom wirkende gegenläufige Lichtpulse experimentell bestätigt. In einer ersten Anwendung wird mit der rücktreibenden Kraft ein Atomstrahl fokussiert [36].

Die Führung von Atomstrahlen ist durch die stimulierte Lichtkraft mit kurzen Pulsen ähnlich wie mit der spontanen Lichtkraft nur über kleine Bereiche möglich. Bei Atomen mit einem magnetischen Dipolmoment, wie dem Cäsiumatom, bieten sich daher magnetische Felder an, um die Bahn der Atome zu verändern [88]. Aus Selten-Erd-Permanentmagneten wurde dazu eine magnetische Quadrupolfeldkonstruktion aufgebaut, die einen Atomstrahl führen kann [83]. Der Aufbau ist sehr kompakt und flexibel gehalten, so daß sich die magnetischen Quadrupolfelder auf einfache Weise den jeweiligen experimentellen Anforderungen anpassen lassen. Aufeinander aufbauende Experimentierabschnitte können so entkoppelt und modulare Aufbauten realisiert werden. Die atomoptischen Eigenschaften werden anhand einer 24° -Ablenkung experimentell untersucht und mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Bei einer Erweiterung auf 360° ergibt sich ein Neutral-Atom-Speicherring mit einem Radius von unterhalb von einem Meter. Durch geschickte Kombination der magnetischen Quadrupole wird das Konzept auf die Konstruktion einer neuartigen gravitomagnetischen Falle erweitert, die die Präparation von quasi-eindimensionalen Gasen erlaubt. Durch evaporatives Kühlen, welches die Beobachtung von Bose-Einstein-Kondensation in einem dreidimensionalen, verdünnten Gas möglich gemacht hat [3, 14, 20], sollte das Auftreten quantenstatistischer Phänomene in einem eindimensionalen System untersucht werden können.

2 Experimentelle Aufbauten

2.1 Atomstrahlquellen

2.1.1 Cäsium-Atom

Die hier vorgestellten atomoptischen Experimente wurden mit Cäsium durchgeführt. Mit einer Masse von $2,2 \cdot 10^{-25}$ kg ist es das schwerste stabile Alkali-Metall. Es bietet die Möglichkeit, auf der D_2 -Linie ein effektives Zwei-Niveau-System für Lichtkräfte zu präparieren. Abbildung 2.1 zeigt den dafür relevanten Termschemaausschnitt. Die beteiligten Niveaus ($6^2S_{1/2}$) und ($6^2P_{3/2}$) spalten in zwei bzw. vier Hyperfeinniveaus auf, wobei die beiden unteren entsprechend ihres Entartungsgrades bei Zimmertemperatur etwa gleich besetzt sind. Strahlt man mit Licht der Übergangsfrequenz von $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ ein¹ (breiter Pfeil in Abb. 2.1), dann zerfällt das Atom aufgrund der elektrischen Dipol-auswahlregel $\Delta F = \pm 1, 0$ wieder zurück in den $|F = 4\rangle$ -Zustand. F bezeichnet die Drehimpulsquantenzahl des atomaren Niveaus. Da besonders bei höheren Intensitäten und wegen der geringen Aufspaltung von 251 MHz auch das $|F' = 4\rangle$ -Niveau angeregt werden kann, von wo aus auch Übergänge in den $|F = 3\rangle$ -Grundzustand erlaubt sind, wird zusätzlich ein sogenannter Rückpumper (dünner Pfeil) eingesetzt, der Atome aus dem $|F = 3\rangle$ - über den $|F' = 4\rangle$ - in den $|F = 4\rangle$ -Zustand zurückpumpt. Die natürliche Linienbreite der D_2 -Linie ist $\Gamma = 2\pi \cdot 5,22$ MHz, die Sättigungsintensität, bei der die Linienbreite auf $\sqrt{2}\Gamma$ verbreitert ist, beträgt $I_{\text{sat}} = 1,1$ mW/cm².

Die Cäsium-Energieniveaus hängen über den Zeemaneffekt vom Magnetfeld ab. Die Entartung der Hyperfeinzustände wird aufgehoben und jedes Niveau spaltet in $(2F + 1)$ Unterniveaus auf. Da der Grundzustand einen Hüllendrehimpuls von $J = 1/2$ besitzt, lässt sich die Aufspaltung der Hyperfeinniveaus im Grundzustand mit der Breit-Rabi-Formel [16] analytisch angeben:

$$W(F = I \pm \frac{1}{2}, m_F, B) = -\frac{\Delta W}{2(2I + 1)} + m_F g_I \mu_k B \pm \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I + 1} x + x^2} \quad (2.1)$$

wobei

$$x = \frac{g_j \mu_B - g_i \mu_k}{\Delta W} B \quad \text{ist.}$$

¹Ungestrichene (gestrichene) Niveaus eines Übergangs bezeichnen nieder (höher)-energetische Zustände.

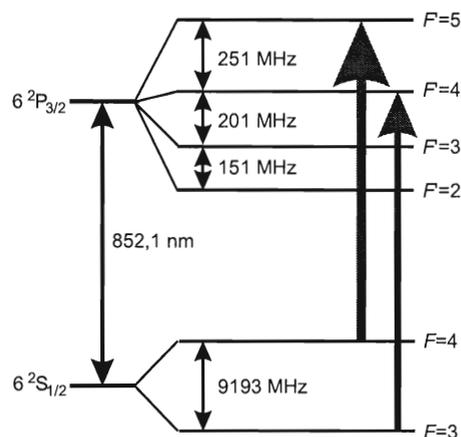


Abbildung 2.1. Termschema der Cäsium D_2 -Linie

$I = 7/2$ ist der Kernspin von Cäsium, $\Delta W/h = 9193$ MHz die ungestörte Hyperfeinaufspaltung des $6^2S_{1/2}$ -Zustands, μ_B und μ_K die magnetischen Momente vom Elektron bzw. vom Kern und g_J und g_I sind die Landé-Faktoren von Atomhülle und Kern. m_F ist die Projektion des Gesamtdrehimpulses auf die Magnetfeldrichtung und B der Betrag der magnetischen Induktion. Die Kraft, die ein Cäsiumatom in einem inhomogenen magnetischen Feld erfährt, ist dann

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}W = -\frac{\partial W}{\partial B} \vec{\nabla}B =: -\mu_{\text{eff}} \vec{\nabla}B. \quad (2.2)$$

Das so definierte effektive magnetische Moment μ_{eff} ist mit $g_I \mu_K \ll g_J \mu_B$ und $g_J \approx 2$,

$$\mu_{\text{eff}} \approx \pm \mu_B \cdot \frac{x + \frac{2m_F}{2I+1}}{\sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1}x + x^2}}. \quad (2.3)$$

Insbesondere ist $\mu_{\text{eff}} = \pm \mu_B$ für ($m_F = \pm 4$) und damit unabhängig vom Magnetfeld. Die Kraft (2.2) hängt in diesen Fällen nur noch vom Gradienten des Magnetfeldes ab und wirkt für Atome im $|4, +4\rangle$ und $|4, -4\rangle$ -Zustand in Richtung kleinerer bzw. größerer magnetischer Flußdichten.

2.1.2 Spontanlichtkraft

In dieser Arbeit wird mit Atomstrahlen die Wirkung von Licht- und magnetischen Kräften auf Atome studiert. Um möglichst lange und für alle Atome annähernd gleiche Wechselwirkungszeiten mit den (elektro-)magnetischen Feldern zu erzielen und außerdem die kinetische Energie der Atome vergleichbar mit den magnetischen Potentialen zu machen, werden langsame und kalte Atomstrahlen eingesetzt, die aus thermischen Atomen mit Spontanlichtkräften [42] präpariert werden.

Betrachtet wird ein Zwei-Niveau-Atom mit der ungestörten Übergangsfrequenz ω_0 , welches mit Laserlicht (ebene Welle) der Frequenz ω und Wellenlänge λ bestrahlt wird. Das Lichtfeld induziert Übergänge vom Grundzustand in den angeregten Zustand. Dabei kommt es zu einem Impulsübertrag von $\hbar\vec{k}$ in Richtung des Wellenvektors ($\vec{k} = 2\pi\vec{e}_k/\lambda$) auf das Atom. Die nachfolgende spontane Emission mit der Rate Γ besitzt eine Dipolabstrahlcharakteristik, so daß bei vielen Emissionen im Mittel kein Impuls übertragen wird. Die mittlere Kraft, die auf ein Atom wirkt, ist der Photonenimpuls multipliziert mit der mittleren Absorptionsrate [38]

$$\vec{F} = \hbar\vec{k}\frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s+(2\Delta/\Gamma)^2}. \quad (2.4)$$

Der Sättigungsparameter $s = I/I_{\text{sat}}$ gibt die Intensität des Lichts bezogen auf die Sättigungsintensität des Atoms an. Die spontane Lichtkraft ist begrenzt und bei starker Sättigung ($s \rightarrow \infty$)

$$\vec{F}_{\text{max}} = \frac{\hbar\vec{k}\Gamma}{2}. \quad (2.5)$$

Δ ist die Differenzfrequenz von Lichtfeld und atomarem Übergang ($\omega - \omega_A$) und für ein ruhendes ungestörtes Atom gleich ($\omega - \omega_0$). Die Kraft (2.4) ist bei $\Delta = 0$ am größten und fällt gemäß eines Lorentzprofils (Gl. 2.4) für $\Delta \neq 0$ gegen 0 ab. Ein sich relativ zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls bewegendes Atom hat eine dopplerverschobene Resonanzlinie, die mit $k\vec{v}$ in ω_A berücksichtigt wird. Befindet sich das Atom in einem äußeren Magnetfeld wird die Übergangsfrequenz im allgemeinen über den Zeemaneffekt verändert (Δ_B). Die sich daraus ergebende Resonanzbedingung lautet

$$\Delta = \omega - \omega_A = \omega - \omega_0 - k\vec{v} - \Delta_B = 0. \quad (2.6)$$

Bestrahlt man Cs-Atome mit zirkular polarisiertem Laserlicht und den in Abbildung 2.1 eingezeichneten Frequenzen werden in Verbindung mit einem kollinearen Magnetfeld je nach Helizität des Lichts und Richtung des Magnetfeldes ($\Delta m_F = +1$) oder ($\Delta m_F = -1$) Übergänge induziert. Dadurch werden die Atome nach wenigen Zyklen optisch in den Zustand $|m_F = +4\rangle$ bzw. $|m_F = -4\rangle$ gepumpt. Diese Polarisierung realisiert ein effektives Zwei-Niveau-Atom trotz der Aufhebung der Entartung der Hyperfeinzustände durch das Magnetfeld. Außerdem wird die Wahrscheinlichkeit für nichtresonante Anregungen in den $|F' = 4\rangle$ Zustand durch die Zeemanaufspaltung und die zusätzliche Auswahlregel stark reduziert. Streng genommen sind bei den im Zeeman-Bremser auftretenden magnetischen Flußdichten Kern- und Hüllendrehimpuls im angeregten Zustand bereits entkoppelt (Paschen-Back-Bereich) und F bzw. m_F keine guten Quantenzahlen mehr. Da der Zustand $|m'_I = \pm 7/2, m'_J = \pm 3/2\rangle$ bis auf Phasenfaktoren identisch mit dem zum Kühlen verwendeten $|F' = 5, m'_F = \pm 5\rangle$ -Zustand ist, wird das angeregte Niveau dennoch mit F -Quantenzahlen bezeichnet.

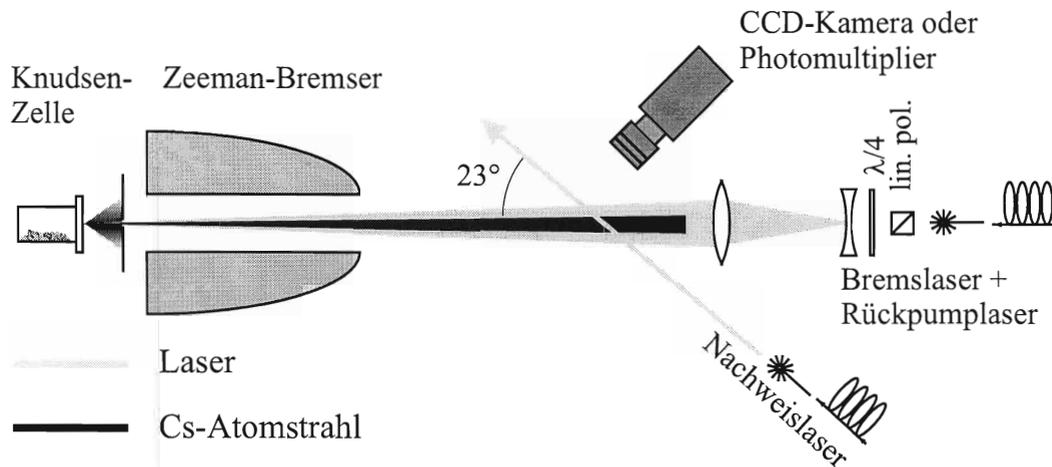


Abbildung 2.2. Aufbau zur Herstellung eines kalten Atomstrahls mit der Zeemanmethode

2.1.3 Zeeman Bremser

Ein langsamer, gekühlter Atomstrahl kann mit Hilfe einer laufenden ebenen Lichtwelle aus einem thermischen Atomstrahl erzeugt werden [26, 72]. In einer evakuierten Kammer wird zunächst ein thermischer Atomstrahl mit Hilfe einer auf etwa 400 K geheizten effusiven Knudsenzelle mit einer Austrittsfläche von $A_{\text{Ofen}} = \pi \cdot (0,5 \text{ mm})^2$ und einer nachfolgenden Kollimationsblende mit einem Durchmesser von $D_{\text{Blende}} = 1 \text{ mm}$ geformt (s. Abb. 2.2). Um die Atome mit einer Maxwell-Boltzmann'schen Geschwindigkeitsverteilung und einer mittleren Geschwindigkeit von etwa $\bar{v}^{th} \approx 300 \text{ m/s}$ abzubremsen, wird dem Atomstrahl ein longitudinales Magnetfeld und ein festfrequenter, antiparalleler, zirkular polarisierter Laserstrahl überlagert. Die Helizität wird so gewählt, daß Übergänge mit $(\Delta m_F = +1)$ induziert werden, was die Atome in den $|4, +4\rangle$ -Zustand polarisiert. Das angeregte Niveau mit $(m'_F = +5)$ wird mit $\frac{\partial W}{\partial B} = 2\mu_B$ verschoben, so daß sich eine Änderung der Übergangsfrequenz mit dem Magnetfeld von $\Delta_B = +\mu_B B/\hbar$ ergibt. Ist v_0 die Geschwindigkeit, ab der die Atome gebremst werden sollen und B_0 der Betrag der magnetischen Flußdichte an der Stelle, an dem das Bremsen gestartet wird, so lautet dort die Resonanzbedingung:

$$\omega = \omega_0 - kv_0 + \mu_B B_0/\hbar. \quad (2.7)$$

Da die Lichtkraft der Bewegung der Atome entgegengesetzt ist, verringert sich deren longitudinale Geschwindigkeit (z -Richtung) und damit die Dopplerverstimmung und die Resonanzbedingung wird nicht mehr erfüllt. Um dem entgegenzuwirken, kann man das Magnetfeld wie folgt räumlich reduzieren. Will man eine zeitlich konstante Geschwindigkeitsverringerung erreichen, also

$$v(z) = \sqrt{v_0^2 - 2az} \quad , \text{ mit der Beschleunigung } a,$$

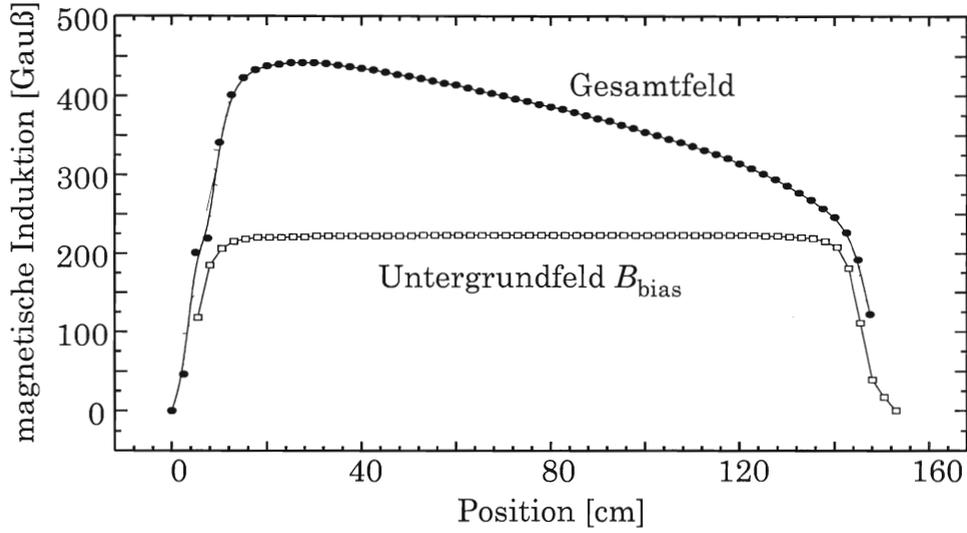


Abbildung 2.3. Verlauf der magnetischen Induktion des Zeeman-Bremers. Das nach einem schnellen Anstieg zunächst langsam wieder abfallende magnetische Feld kompensiert die durch den Abbremsprozeß sich ändernde Dopplerverschiebung der atomaren Resonanzlinie. Das über weite Strecken konstante Untergrundfeld verursacht am Ende des Zeeman-Bremers eine starke Änderung des Magnetfeldes und damit eine Verletzung der Gradientenbedingung und die Extraktion der langsamen Atome.

so muß das Magnetfeld der Bedingung

$$B(z) = B_{\text{bias}} + b \cdot \sqrt{1 - \frac{2az}{v_0^2}} \quad (2.8)$$

gehörchen, damit die Resonanzbedingung erfüllt bleibt, wobei $B_{\text{bias}} + b = B_0$ gilt (siehe Abb. 2.3). Laut Gleichung (2.5) ist die mögliche Beschleunigung begrenzt, so daß bei Magnetfeldgradienten größer als

$$\left(\vec{\nabla} B\right)_{\text{max}} = \frac{(\hbar k)^2 \Gamma}{2m\mu_B v(z)} \cdot \frac{s}{1 + s + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (2.9)$$

die Resonanzlinie der Atome stärker verschoben wird als sich die Dopplerverschiebung beim Abbremsen ändert. Die Atome verlassen die Resonanzbedingung und werden nicht weiter abgebremst. Die über die Bremsstrecke konstante am Ende der Bremsstrecke jedoch abrupt abfallende magnetische Induktion B_{bias} wird genutzt, um dort eine möglichst starke Magnetfeldänderung

$$\vec{\nabla} B(z_{\text{end}}) \gg \left(\vec{\nabla} B\right)_{\text{max}} \quad (2.10)$$

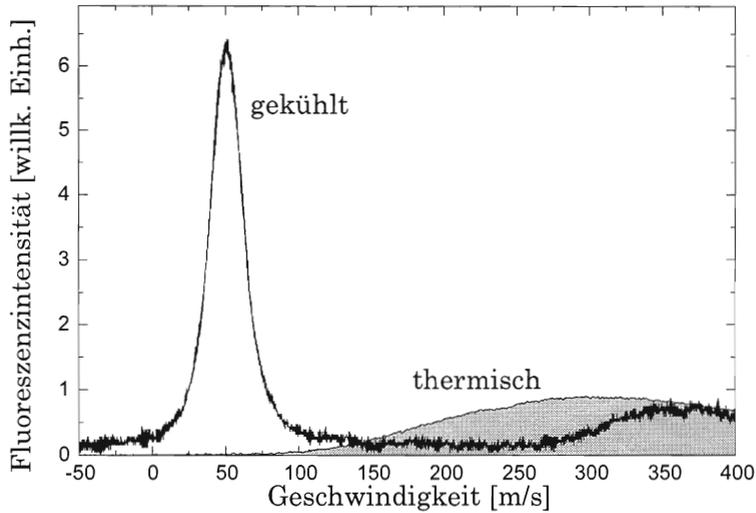


Abbildung 2.4. Longitudinale Geschwindigkeitsverteilung des thermischen (grau) und des gebremsten Atomstrahls

zu erreichen. Die Endgeschwindigkeit $v(z_{\text{end}})$ der Atome kann dann über die Laserfrequenz eingestellt werden, da

$$k v(z_{\text{end}}) = \omega_0 - \omega + \frac{B(z_{\text{end}})\mu_B}{\hbar} \quad (2.11)$$

ist. Ein weiterer Effekt des Untergrundfeldes B_{bias} ist eine zusätzliche Aufspaltung der Übergangsfrequenzen, was nochmals Übergänge in andere als das $|F = 5, m'_F = 5\rangle$ -Niveau unterdrückt.

Der verwendete Zeeman-Bremser hat eine Länge von 1,4 m mit $B_{\text{bias}} = 220$ Gauß und $b = 220$ Gauß. Abbildung 2.4 zeigt beispielhaft die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung eines thermischen und eines abgebremsten Atomstrahls. Hierfür wurde 0,4 m nach Ende des Bremsprozesses der Atomstrahl unter einem apparativ bedingten Winkel von 23° beleuchtet und die Resonanzfluoreszenz mit einem Photomultiplier aufgenommen. Als Lichtquelle dient ein Laser, welcher kontinuierlich durchgestimmt wird.

Aus der Kurve für den abgebremsten Atomstrahl kann die mittlere longitudinale Geschwindigkeit sowie die Geschwindigkeitsbreite abgeschätzt werden. In Abbildung 2.5 sieht man diese Größen in Abhängigkeit der Verstimmung der Bremslaserfrequenz. Mittlere Geschwindigkeiten bis hinunter zu etwa $\bar{v} = 30$ m/s können aus dem Zeeman-Bremser extrahiert werden. Die gemessene longitudinale Geschwindigkeitsbreite liegt im Bereich von etwa 15 m/s – 40 m/s. Diese Werte liefern jedoch nur eine obere Schranke, da die Breite noch mit der (sättigungsverbreiterten) Resonanzlinie gefaltet ist, also einem Voigtprofil entspricht [22]. Ein zusätzliches Magnetfeld am Ende des Zeeman-Bremers, welches dem Gradientenfeld (2.8) entgegengesetzt ist, verstärkt die Abbruchbedingung (2.9) und führt zu deutlich geringeren Halbwertsbreiten.

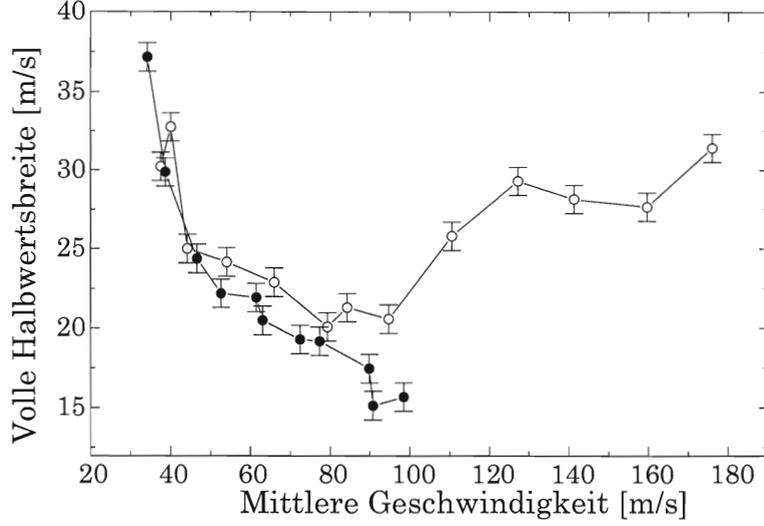


Abbildung 2.5. Longitudinale Geschwindigkeitsbreite der gebremsten Atome in Abhängigkeit der Bremslaserverstimmung. Die zugrunde gelegten Fluoreszenzaufnahmen (s. Abb. 2.4) stellen eine Faltung aus der sättigungsverbreiterten Linie des Atoms mit dem inhomogen dopplerverbreiterten Profil dar, so daß die hier angegebenen nicht entfalteten Geschwindigkeitsbreiten eine obere Schranke darstellen. Geschwindigkeiten bis zu etwa 30 m/s können aus dem Zeeman-Bremser extrahiert werden. Für Endgeschwindigkeiten kleiner als 50 m/s ist die Abbruchbedingung (Gl. 2.9) nur schwach erfüllt, so daß ein beträchtlicher Teil der Atome weiter abgebremst wird und sie den Zeeman-Bremser nicht mehr verlassen können. Dies hat einen stark reduzierten Atomfluß zur Folge, der unterhalb von ≈ 30 m/s kaum detektiert ist.

Da im Strahl unterhalb von etwa 300 m/s kaum noch ungebremste Atome vorhanden sind (vgl. Abb. 2.4) kann der gekühlte Atomstrahlfluß Φ aus dem thermischen Atomstrahlfluß abgeschätzt werden. Der Anteil der Atome im thermischen Strahl unterhalb von $v = 300$ m/s bei $T = 400$ K ist etwa 50%. Mit einem Cäsiumdampfdruck $P_{\text{Cs}}[\text{Pa}] = 10^{(5-3750/T[\text{K}])}$ [23] in der Knudsenzelle und dem Kollimationsverhältnis $\epsilon = 1/300$ ist der gekühlte Atomstrahlfluß gegeben durch[76]:

$$\Phi = \frac{1}{2} \frac{P_{\text{Cs}} A_{\text{Ofen}} \epsilon^2}{\sqrt{2\pi m k T}} \lesssim 2 \cdot 10^{10} \text{ Atome/s.} \quad (2.12)$$

Die Divergenz β (halber Öffnungswinkel) des gekühlten Atomstrahls wird von dem Verhältnis der mittleren transversalen Geschwindigkeitsbreite zur gebremsten longitudinalen Geschwindigkeit $\beta \approx \frac{\Delta v_{\perp}}{\bar{v}(z_{\text{end}})}$ bestimmt, wobei $\Delta v_{\perp} \ll \bar{v}(z_{\text{end}})$ vorausgesetzt wird. Die transversale Geschwindigkeitsbreite setzt sich aus einem geometrischen Anteil und einem statistischen Anteil zusammen. Ersterer wird durch die Kollimation des thermischen Atomstrahls bestimmt. Bei einer Fläche der Knudsenzellenblende von A_{Ofen} und einer Kollimationsblende im Abstand $L = 300$ mm mit der gleichen Fläche $A_{\text{Koll}} = A_{\text{Ofen}} = \pi(0,5 \text{ mm})^2$

ist

$$\begin{aligned}
 (\Delta v_{\perp}^{\text{geom}})^2 &= \left(\frac{4\bar{v}^{\text{th}}}{\pi D^2 L} \right)^2 \iint_{\substack{A_{\text{Ofen}}, \\ A_{\text{Koll}}}} (x - x')^2 dA dA' \\
 \Delta v_{\perp}^{\text{geom}} &= \frac{1}{\sqrt{6}} \epsilon \bar{v}^{\text{th}} \\
 &\approx 0,35 \text{ m/s}.
 \end{aligned}
 \tag{2.13}$$

Der andere Teil stammt von den spontanen Emissionsprozessen während des Abbremsens, die eine Zufallsbewegung (Random Walk) der Atome im Impulsraum mit der Schrittweite $p = mv_{\text{rec}}$ bewirken. Er kann mit

$$\Delta v_{\perp}^{\text{bremsen}} = \kappa_{\text{rec}} \sqrt{\bar{N}} \approx (0,25 \pm 0,02) \text{ m/s} \quad , \tag{2.14}$$

für

$$\bar{N} \approx \frac{\bar{v}^{\text{th}} - v(z_{\text{end}})}{v_{\text{rec}}} \tag{2.15}$$

und v_{end} zwischen 30 m/s und 100 m/s bestimmt werden. \bar{N} ist die Zahl der während des Kühlprozesses im Mittel gestreuten Photonen und

$$v_{\text{rec}} = \frac{\hbar k}{m_{\text{Cs}}} \approx 3,5 \text{ mm/s} \tag{2.16}$$

die mit dem Rückstoß bei einer spontanen Emission verbundene Geschwindigkeitsänderung des Cäsiumatoms. $\kappa = 3/10$ berücksichtigt die Dipolabstrahlcharakteristik der spontanen Emission in transversaler Richtung [98]. Damit kann die Divergenz über

$$\beta = \frac{\sqrt{(\Delta v_{\perp}^{\text{geom}})^2 + (\Delta v_{\perp}^{\text{bremsen}})^2}}{\bar{v}(z_{\text{end}})} \tag{2.17}$$

berechnet werden und ist z. B. für $\bar{v}(z_{\text{end}}) = 77 \text{ m/s}$ gleich $\beta_{77} = 0,28^\circ$.

Auslenkung des gekühlten Strahls

Die Experimente zur Ablenkung eines Atomstrahls durch magnetische Felder (Kap. 4) erfordern eine Trennung des gekühlten Atomstrahls vom überlagerten Bremslaserstrahl, der sonst durch die Magnete und deren Halterungen abgeschattet würde. Dies wird mit Hilfe eines nahresonanten optischen Stehwellenfeldes (optische Melasse) erreicht, welches 10 cm hinter dem Zeeman-Bremser um etwa 3° gegen die Senkrechte zur Ausbreitungsrichtung des Atomstrahls verkippt ist (vgl. Abb. 2.6). Die ausgeübte Kraft in Richtung der beteilig-

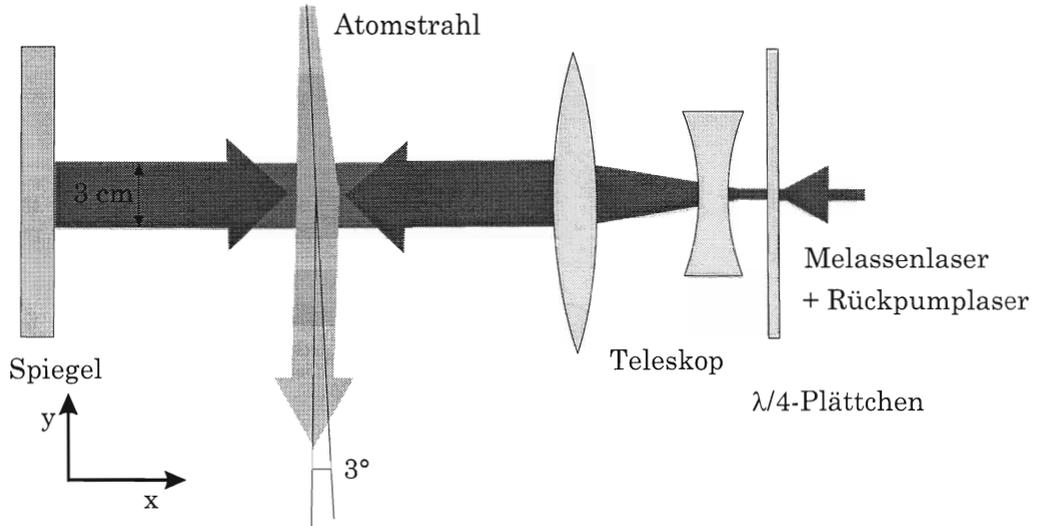


Abbildung 2.6. Schematischer Aufbau zur Trennung des gekühlten Atomstrahls vom überlagerten Bremslaser für die Experimente der magnetischen Ablenkung

ten Laserstrahlen bei geringer Sättigung ist die Summe der Spontankräfte (2.4) der einzelnen Laserstrahlen [54]. Mit $\delta = \omega - \omega_0 < 0$ und kleinen Dopplerverstimmungen $kv_s \ll \Gamma$ gilt

$$F \approx \alpha_D v_s \quad (2.18)$$

mit dem Dämpfungskoeffizienten

$$\alpha_D = 4\hbar k^2 s \frac{2\delta/\Gamma}{(1 + (2\delta/\Gamma)^2)^2}. \quad (2.19)$$

v_s ist die Projektion der atomaren Geschwindigkeit auf die Stehwellenachse (x -Achse), die mit der Zeitkonstanten $\tau_D = m/\alpha_D$ exponentiell gedämpft wird. Bei einer Atomgeschwindigkeit von etwa $v = 50$ m/s ist $v_s = v \sin(3^\circ) \approx 2,2$ m/s beim Eintritt in die Melassenregion. Mit $\delta \approx -\frac{3}{2}\Gamma$ und $s = 4$ ist die Strecke, die die Atome während der Dämpfungszeit ($\approx 5\tau_D$) zurücklegen, etwa 2 cm, was kleiner als der mit einem Zylinderlinsenteleskop in Durchflugrichtung aufgeweitete Laserstrahldurchmesser von 3 cm ist. Der so abgelenkte Atomstrahl ist etwa 40 cm hinter der Ablenkzone vollständig von dem vorher überlagerten Bremslaserstrahl getrennt. Der Atomstrahldurchmesser beträgt dort ca. 2,5 cm.

2.1.4 Magnetooptische Strahlquelle

Ein anderes Verfahren, mit dem im Rahmen dieser Arbeit ein langsamer und kalter Atomstrahl erreicht wird, ist eine magnetooptische Strahlquelle, die in der Literatur auch häufig mit LVIS (**L**ow **V**elocity **I**ntense **S**ource) bezeichnet wird. Sie ist von Lu et al. [57]

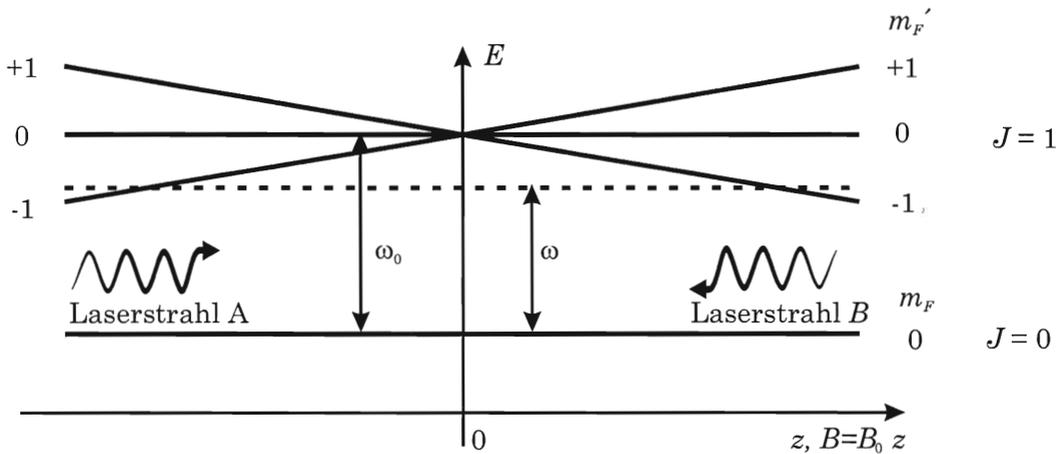


Abbildung 2.7. Modell einer MOT für einen $J = 0 \rightarrow J = 1$ -Übergang. Aufgrund der jeweiligen zirkularen Polarisation der Laserstrahlen, absorbieren Atome bei positiven (negativen) Positionen bevorzugt Licht aus Laserstrahl B (A).

entwickelt worden. Es lassen sich mit dieser Methode Atomstrahlen mit einer mittleren Geschwindigkeit im Bereich von typischerweise $\bar{v} = 10 - 20$ m/s realisieren, d. h. insbesondere mit den niedrigen mittlere Geschwindigkeiten der Atome bietet sie gegenüber dem im vorigen Kapitel beschriebenen Zeeman-Bremser deutliche Vorteile. Der Atomstrahl ist damit unter anderem besser geeignet, die gravitomagnetische Falle zu laden (s. a. Abschnitt 2.3.3). Nachteilig ist jedoch, daß der Atomfluß gegenüber dem Zeeman Bremser reduziert ist.

Zur Erzeugung des Atomstrahls werden Cäsiumatome bei einem Druck von $P \approx 4 \cdot 10^{-6}$ Pa aus dem Hintergrundgas in einer magnetooptischen Falle (MOT, Magneto-Optical Trap) gefangen. Das Cäsium stammt aus einem heizbaren Reservoir, mit dem der Cs-Partialdruck eingestellt werden kann. Das Konzept der MOT ist von Raab et al. [74] erstmalig verwirklicht worden. Seither gehört die MOT zu den Standardmethoden zur Erzeugung eines sehr kalten Ensembles von Atomen und ist damit Grundlage für eine Reihe von Experimenten, z. B. [4, 71, 92].

Eine MOT besteht aus drei senkrecht aufeinander stehenden zirkular polarisierten Stehwellen. Die Lichtfrequenz ist kleiner als die ungestörte Frequenz des atomaren Übergangs ($\omega < \omega_0$). Den Lichtfeldern wird ein aus zwei magnetischen Dipolfeldern gebildetes Quadrupolfeld überlagert, wobei der Nullpunkt mit dem Kreuzungspunkt der Laserstrahlen übereinstimmt. Die Gradienten des Magnetfeldes betragen typischerweise einige Gauß/cm.

Das Magnetfeld hebt die Entartung der Drehimpulszustände auf und führt über den Zeemaneffekt zu einer magnetfeldabhängigen Verschiebung der Energieniveaus des Atoms. Abbildung 2.7 zeigt die Aufspaltung des angeregten Niveaus an einem $J = 0 \rightarrow J = 1$ -Übergang als vereinfachtes Modellsystem. Die Auswahlregeln für einen elektrischen Dipolübergang hängen unter anderem von der Richtung des Magnetfeldes und der Helizität des eingestrahlten Lichts ab. Strahlt man zwei gegenläufige Laserstrahlen mit gleicher Helizität

ein, kann man erreichen, daß Laserstrahl A bei negativen Magnetfeldern und Laserstrahl B bei positiven Magnetfeldern einen $\Delta m_F = -1$ Übergang treibt. Da die Energieverschiebung von Δm_F abhängt, werden Atome bei positiven (negativen) Orten bevorzugt Licht aus dem negativ verstimmtten Laserstrahl B (A) absorbieren. Die Kraft, die auf die Atome wirkt, ist somit ortsabhängig und zur magnetischen Null gerichtet.

Die Energieverschiebung des atomaren Übergangs bezüglich des Laborsystems hängt über den Dopplereffekt auch von der Geschwindigkeit der Atome ab. Das heißt, fliegt ein Atom in positive Richtung, reduziert der Dopplereffekt die optische Übergangsfrequenz für den gegenläufigen Laserstrahl B und erhöht sie für Strahl A. Da $\omega < \omega_0$, absorbiert das Atom bevorzugt Licht aus Strahl B (s. a. (2.18)). Die Kraft, die auf die Atome wirkt, ist geschwindigkeitsabhängig und zur Geschwindigkeit Null gerichtet.

Die Kombination der Zeeman- und Dopplereffekte führt zu einer gedämpften Bewegung der Atome in Richtung verschwindender Magnetfeldstärken. Da die spontane Emission von Photonen ein inkohärenter statistischer Prozeß ist, führen die Atome eine Zufallsbewegung im Impulsraum mit der Schrittweite $\hbar k$ aus, die eine Aufheizung des Ensembles erzeugt. Das Gleichgewicht aus Geschwindigkeitsdämpfung und statistischem Heizen bestimmt die Temperatur der gefangenen Atome [52] und ist für ein Zwei-Niveau-Atom mindestens die Dopplertemperatur

$$T_{\text{Doppler}} \gtrsim \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \approx 125 \mu\text{K}. \quad (2.20)$$

Die Berücksichtigung der Mehrniveaustuktur in Verbindung mit den in der Stehwelle auftretenden Polarisationsgradienten ermöglichen jedoch auch deutlich tiefere Temperaturen [19, 18, 53].

Neben der Möglichkeit mit den gefangenen Atome einen gepulsten Atomstrahl aufzubauen, z. B. durch Abschalten der Laserstrahlen und Magnetfelder oder/und kurzzeitiges Einstrahlen von zusätzlichen Laserstrahlen, kann ein kontinuierlicher Atomstrahl relativ einfach geformt werden, indem einer der Laserstrahlen über einen Spiegel mit einem Loch mit Radius r_h zur MOT geführt wird, so daß im Zentrum des Strahlprofils ein dunkler Tunnel entsteht (siehe Abb. 2.8). In diesem Bereich beschleunigt der entgegenlaufende Laserstrahl die Atome aus der MOT hinaus, da keine Gegenkraft mehr wirkt, und sie treten schließlich durch das Loch im Spiegel als Atomstrahl aus. Atome, die den dunklen Tunnel aufgrund zu hoher Transversalgeschwindigkeiten schon früher seitlich verlassen, sind für den Atomstrahl verloren, da nun wieder die Gegenkraft wirkt. Daher muß der Tunnel durch das Zentrum der MOT laufen, wo die Atome mit den niedrigsten Temperaturen und damit mit den geringsten transversalen Geschwindigkeiten zu finden sind.

Der Atomstrahlfluß kann aus der Laderate der MOT R_L , den Verlusten durch Hintergrundgasstöße R_c und der Rate, mit der Atome in den Atomstrahl transferiert werden, R_t , abgeschätzt werden [57]

$$\Phi_i = R_L \frac{1}{1 + \frac{R_c}{R_t}}. \quad (2.21)$$

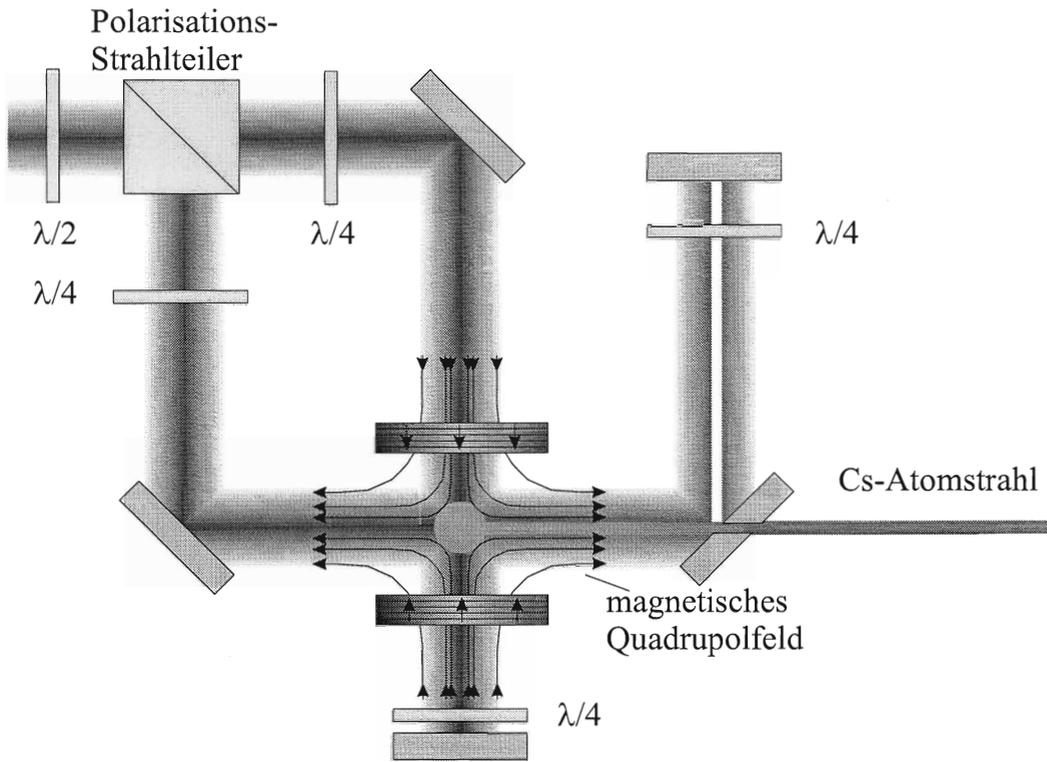


Abbildung 2.8. Magnetooptische Strahlquelle zur Erzeugung eines Cäsium Atomstrahls

Das etwa 300 K warme Hintergrundgas besteht zum größten Teil aus Cäsiumatomen, da bei geschlossenem Reservoir der Druck um ca. eine Größenordnung absinkt. Stöße beruhen daher fast ausschließlich auf Cs-Cs-Kollisionen mit dem totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma = 2 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$ [64]. Damit ist

$$R_c = P\sigma \sqrt{\frac{3}{mk_B T}} \approx 2 \text{ Hz.} \quad (2.22)$$

Die maximale Geschwindigkeit, die noch von der MOT herausgedämpft werden kann, beträgt [33]

$$v_{\text{cap}} = \sqrt{D\hbar\Gamma s/m(1+s+(2\Delta/\Gamma)^2)} \approx 21 \text{ m/s} \quad (2.23)$$

bei einem Strahl-Durchmesser von $D = 2 \text{ cm}$, einer Verstimmung $\Delta \approx -2\Gamma$ und $s \approx 4$. Die inverse Transferrate R_t^{-1} ist in der Größenordnung der Zeit, die benötigt wird, ein Atom mit einer Geschwindigkeit v_{cap} auf $v_{\text{Doppler}} = \sqrt{2k_B T_{\text{Doppler}}/m} = 12,5 \text{ cm/s}$ zu bremsen. Mit der Geschwindigkeitsdämpfungszeit $\tau_D = m/\alpha_D$, wobei (2.19) α_D festlegt, ist $R_t \approx 1 \text{ kHz} \gg R_c$, also $\Phi \approx R_L$.

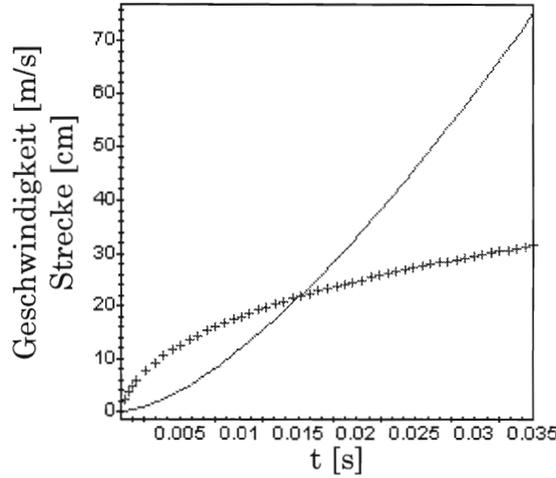


Abbildung 2.9. Verlauf der Geschwindigkeit (Kreuze) und der zurückgelegten Strecke (Linie) der aus der MOT hinausbeschleunigten Atome

Die Laderrate wird bestimmt durch den Fluß von Atomen aus dem Hintergrundgas mit der Geschwindigkeit $v \leq v_{\text{cap}}$ in das Fallenvolumen $\pi D^3/6$ [40]

$$\Phi_i \approx R_L \approx \frac{P\pi D^2}{8\pi k_B T (2k_B T/m)^{3/2}} v_{\text{cap}}^4 \approx 2,4 \cdot 10^9 \text{ Atome/s.} \quad (2.24)$$

Dieser Fluß ist die Rate mit der kalte Cäsiumatome von der MOT in den dunklen Kanal transferiert werden. Auf dem Weg von der Falle zum Spiegel mit Loch, welches als Kollimationsblende wirkt, treten noch signifikante Verluste auf. Die Analyse von Lu et al. zeigt, daß die Effizienz z. B. von der mittleren Geschwindigkeit der Atome im Tunnel, dem Hintergrundgasdruck, dem Öffnungswinkel der Kollimation aber auch der Schärfe des Loches abhängt.

Kollimation: Abbildung 2.9 zeigt die Entwicklung der Geschwindigkeit und der zurückgelegten Strecke eines Atoms, welches aus der MOT hinausbeschleunigt wird. Da die beschleunigende Kraft geschwindigkeitsabhängig ist (s. Gl. (2.4)) nimmt die Geschwindigkeitszunahme bei höheren Geschwindigkeiten ab. Der Spiegel mit Loch, den die Atome nach 19 ms erreichen, befindet sich $l = 30$ cm von der MOT entfernt. Bei einer mittleren Geschwindigkeit von etwa $\bar{v} = 16$ m/s darf die mittlere transver-

sale Geschwindigkeit

$$\bar{v}_\perp \leq \bar{v}\epsilon \approx 2,7 \text{ cm/s} \quad (2.25)$$

mit dem Kollimationsverhältnis

$$\epsilon = r_h/2l \approx 1,7 \text{ mrad} \quad (2.26)$$

nicht überschreiten.

Temperatur in der MOT: Bevor die Atome durch den Spiegel fliegen, passieren sie eine Zone, in der sie durch die am Spiegel abgelenkten Laserstrahlen nochmals transversal durch eine optische Melasse gekühlt werden. Da die beteiligten Laserstrahlen die gleichen sind, die auch in der MOT wirken, erhält man die Temperatur, die die Atome zum Zeitpunkt des Einsetzens der Beschleunigung in der MOT besitzen durch den Vergleich der Größe des Atomstrahls im Abstand 30 cm **hinter** dem Spiegel (3 mm) mit der Größe des Loches (1 mm). Daraus ergibt sich mit der mittleren longitudinalen Geschwindigkeit hinter dem Spiegel von etwa 20 m/s (vgl. Abb. 2.10)

$$T_{\text{MOT}} \approx 160 \mu\text{K}, \quad (2.27)$$

was ungefähr der Dopplertemperatur entspricht.

Transversales Heizen: Die beschleunigende Spontanlichtkraft verursacht, wie schon im Abschnitt 2.1.3 erläutert, ein transversales Heizen der Atome. Bei der Beschleunigung auf die Geschwindigkeit $v = 24 \text{ m/s}$, die die Atome laut Abbildung 2.9 am Spiegel erreichen, ist die durch die Zufallsbewegung im Impulsraum erzeugte transversale Temperatur

$$T_{\text{Heizen}} \approx 40 \mu\text{K} \ll T_{\text{MOT}}. \quad (2.28)$$

Verluste durch Transversalgeschwindigkeiten: Bei zu hohen Transversalgeschwindigkeiten fliegen die Atome seitlich aus dem Tunnel heraus und sind für den Atomstrahl verloren. Da dann wieder die Molassenwirkung der gegenläufigen Laserstrahlen wirkt, wird ein Teil dieser Atome wieder der MOT zugeführt und kann erneut in den Tunnel transferiert werden. Das Verhältnis der Atome Φ_v , die nicht seitlich aus dem Tunnel fliegen, im Vergleich zu den ursprünglich eingefüllten Atomen Φ_i wird durch Integration der Geschwindigkeitsverteilung bei T_{MOT} der Atome in der MOT über alle erlaubten transversalen Geschwindigkeiten $v \leq \bar{v}_\perp$ bestimmt. Wegen $T_{\text{Heizen}} \ll T_{\text{MOT}}$ kann das statistische Heizen während der Beschleunigung vernachlässigt werden.

$$\frac{\Phi_v}{\Phi_i} = \iint_{-\bar{v}_\perp}^{+\bar{v}_\perp} \frac{m}{2\pi k_B T_{\text{MOT}}} e^{-\frac{m}{2k_B T_{\text{MOT}}}(v_x^2 + v_y^2)} dv_x dv_y \quad (2.29)$$

$$\approx 0,06. \quad (2.30)$$

Diese Effizienzverringering ist auch von Lu et al. beobachtet worden und betrug bei $\epsilon = 5$ mrad etwa $\Phi_v/\Phi_i \approx 20\%$ im Einklang mit der hier gemachten Abschätzung.

Hintergrundgasstöße: Während des Fluges von der MOT zum Spiegel mit Loch kommt es zu Stößen der Strahlatome mit dem Hintergrundgas. Da auch Kleinwinkelstreuung zu einer Entfernung der Atome aus dem Strahl führt, ist die Rate etwa um einen Faktor 5 größer als die Rate mit der Atome aus der MOT entfernt werden [57]. Damit ist der Anteil, der nicht durch Stöße aus dem Tunnel entfernt wird

$$\frac{\Phi_c}{\Phi_i} = e^{-5lR_c/\bar{v}} \approx 0,65 \quad (2.31)$$

Jenseits des Spiegels ist der Druck um eine Größenordnung geringer, so daß dort Stöße mit dem Hintergrundgas vernachlässigt werden können.

Tunnelgröße und Gravitation: Bisher wurde vorausgesetzt, daß der Tunnel die gleiche Größe wie das Loch im Spiegel besitzt. Der Fertigungsprozeß bedingt jedoch, daß die Kante des Loches nicht scharf ist, und der Tunnel mit etwa 2 mm größer als das eigentliche Loch (1 mm) ist. Diesen Effekt haben auch Lu et al. beobachtet. Tatsächlich ist es im hier verwendeten Aufbau sogar notwendig, daß der Tunnel die Lochgröße übertrifft. Dies liegt daran, daß die Atome in der Zeit, die sie für den Weg von der MOT zum Spiegel benötigen ($t=19$ ms) aufgrund der Gravitation um

$$S = \frac{1}{2}gt^2 \approx 1,8 \text{ mm} \quad (2.32)$$

fallen. Die Abschätzung dieses Verlustkanals ist sehr schwierig, da die Verluste empfindlich von der vertikalen Geschwindigkeitsverteilung abhängen, da Atome, die mit einer der Schwerkraft entgegengesetzten Geschwindigkeitskomponente in den Tunnel eintreten, eine höhere Wahrscheinlichkeit besitzen, trotz Gravitation durch das Loch zu fliegen. Zusammen mit dem Verhältnis von Lochfläche zu Tunnelquerschnitt ergibt sich eine Effizienz von

$$\frac{\Phi_g}{\Phi_i} \lesssim 0,25. \quad (2.33)$$

Gesamteffizienz: Der Anteil der Atome, die von den ursprünglich in den Tunnel transferrierten Atomen das Loch im Spiegel passieren, ist

$$\Phi = \Phi_i \cdot \frac{\Phi_v}{\Phi_i} \frac{\Phi_c}{\Phi_i} \frac{\Phi_g}{\Phi_i} \quad (2.34)$$

$$\approx 0,01 \cdot \Phi_i \quad (2.35)$$

$$\approx 2 \cdot 10^7 \text{ Atome/s.} \quad (2.36)$$

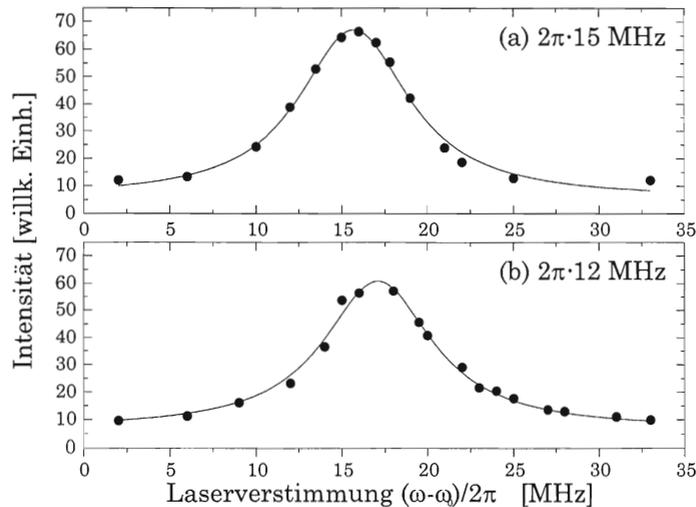


Abbildung 2.10. Fluoreszenzintensität des MOT-Atomstrahls bei (a) $2\pi \cdot 15$ MHz und (b) $2\pi \cdot 12$ MHz Fallenlaserverstimmung in Abhängigkeit der Frequenz des Nachweislasers. Die durchgezogenen Linien sind Anpassungen mit einem Voigtprofil, welches durch Faltung des Dopplerprofils mit der sättigungsverbreiterten Resonanzlinie entsteht. Die Frequenzen der Maxima entsprechen Geschwindigkeiten von (a) 18,9 m/s und (b) 20,6 m/s.

Der extrahierte Fluß ist zwei Größenordnungen geringer als der anfangs vorhandene und drei Größenordnungen niedriger als der kalte Atomstrahlfluß des Zeeman-Bremers. Dies ist im wesentlichen auf die apparativ begründete sehr starke Kollimation zurückzuführen. Eine Verkürzung des Abstands des Spiegels von der MOT auf wenige Zentimeter würde einen Fluß im Bereich von 10^9 Atome/s ermöglichen. Außerdem sollte dann auch ein höherer Hintergrundgasdruck einstellbar sein, der die Laderrate vergrößert, so daß auch Flüsse vergleichbar mit denen des Zeeman-Bremers denkbar sind. Dies erfordert eine umfangreiche apparative Neugestaltung des Experiments, welche in der Planung begriffen ist.

Zur experimentellen Bestimmung der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung wird der Atomstrahl 30 cm hinter dem Spiegel beobachtet. Dazu wird der Atomstrahl unter einem Winkel von 45° mit einem Laser angeregt und die Fluoreszenz von oben mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Die Fluoreszenzintensität in Abhängigkeit von der Nachweislaserverstimmung ist in Abbildung 2.10 für zwei verschiedene Fallenlaserfrequenzen zu sehen. Die Frequenzen der Maxima der Verteilungen entsprechen der Dopplerverschiebung für atomare Geschwindigkeiten von $\bar{v} = 18,9$ m/s und $\bar{v} = 20,6$ m/s bei Fallenlaserverstimmungen von $2\pi \cdot 15$ MHz bzw. $2\pi \cdot 12$ MHz. Das Ergebnis von höheren Geschwindigkeiten bei kleineren Verstimmungen ist auf die stärkeren Kräfte und damit größeren Beschleunigungen bei näherresonantem Laserlicht zurückzuführen. Die Geschwindigkeiten liegen niedriger als von Abbildung 2.9 vorausgesagt, da die Sättigung des Rückpumpübergangs wegen der geringen Leistung ($\approx 200 \mu\text{W}$) schwächer als die des beschleunigenden Über-

gangs (≈ 7 mW) ist und somit sich die Atome bei höheren Geschwindigkeiten länger im kaum beschleunigten $|F = 3\rangle$ -Zustand befinden. Die Bestimmung der longitudinalen Geschwindigkeitsbreite aus der Breite der Profile ist wegen der Faltung von doppler- und sättigungsverbreiterter Resonanzlinie mit einem Fehler von 100% behaftet und beträgt nach Anpassung mit einem Voigtprofil $\delta v = 1,5$ m/s für $2\pi \cdot 15$ MHz und $\delta v = 1$ m/s für $2\pi \cdot 12$ MHz Fallenlaserverstimmung.

2.2 Lasersysteme

2.2.1 Diodenlaser

Als kontinuierliche Laserquellen werden ausschließlich temperatur- und stromstabilisierte Monomodale Laserdioden mit Ausgangsleistungen zwischen 30 mW und 100 mW bei einer Wellenlänge von $\lambda = 852$ nm eingesetzt. Ein Reflexionsgitter in Littrow-Anordnung reduziert die freilaufende Linienbreite auf typischerweise unter 1 MHz und wird außerdem dazu genutzt, die genaue Lichtfrequenz einzustellen [77, 99]. Optische Rückkopplungen in den Laserresonator werden mit einem Faraday-Isolator (+30 dB bzw. +60 dB Isolation) unterdrückt [101].

Zur Frequenzkontrolle und -stabilisierung der Diodenlaser wird ein Teil der Leistung für Doppler-, Sättigungs- oder Polarisationspektroskopien genutzt [22]. Die Regelung der Frequenz erfolgt über einen am Reflexionsgitter angebrachten Piezokristall auf eine Flanke des jeweiligen atomaren Spektrums. Eine Erhöhung der Regelbandbreite kann durch eine zusätzliche Regelung des Injektionsstromes der Laserdiode erreicht werden und wird bei der Stabilisierung des Lasers für das Zeeman-Bremsen eingesetzt. Die Frequenzstabilisierung abseits einer Cs-Resonanzlinie wird mit Hilfe des Schwebungssignals eines auf einer Linie stabilisierten Referenzlasers erzielt, indem die Differenzfrequenz der beiden Laser mit einem Lokaloszillator verglichen und konstant gehalten wird (Frequency-Offset-Locking).

Alle am Experiment benötigten Laserstrahlen werden von polarisationserhaltenden Einmoden-Glasfaserstrecken geführt. Dies hat den Vorteil, daß am Experiment Laserstrahlen mit einer TEM₀₀-Mode vorliegen. Außerdem sind bei der Einkopplung von zwei Laserstrahlen in die gleiche Faser (z. B. Kühllaser und Rückpumpulaser) diese am Experiment perfekt überlagert. In Tabelle 2.1 sind die wichtigsten Daten der Diodenlaser zusammengefaßt.

2.2.2 Pikosekunden Titan-Saphir-Laser

Die Erzeugung kurzer Lichtpulse erfolgt mit einem Ar⁺-Laser (Spectra Physics: Beamlok 2580) gepumpten modengekoppelten Titan-Saphir-Laser (Spectra Physics: Tsunami). Die große Verstärkungsbandbreite des mit etwa 10 W gepumpten Titan-Saphir-Kristalls ermöglicht Austrittswellenlängen im Bereich von 690 – 1100 nm. Im gefalteten Stehwellenresonator befindet sich ein dreistufiges Lyotfilter als frequenzselektives Element, mit dem bei

Laser	Stabilisierung	Leistung	
Referenz	Polarisation	-	Referenzfrequenz
Bremsen	Frequency-Offset	18 mW	Schwebung mit Referenz (≈ 250 MHz) überlagerter Rückpumpplaser
	Doppler	0,3 mW	
Melasse	Sättigung	13 mW	überlagerter Rückpumpplaser
	Doppler	0,25 mW	
MOT	Polarisation	23 mW	überlagerter Rückpumpplaser
	Polarisation	0,3 mW	
Nachweis	Sättigung	8 mW	

Tabelle 2.1. Einige Daten zu den Diodenlasern. Die angegebene Leistung ist die für die Experimente nach der Faserstrecke nutzbare.

dem verwendeten Spiegelsatz die Laserwellenlänge zwischen 780 nm und 900 nm variiert werden kann. Auf der Cäsium D_2 -Linie ($\lambda = 852$ nm) können so im gepulsten Betrieb bis zu 1,3 W erzielt werden.

Die für die Pulstätigkeit notwendige phasenkohärente Kopplung der longitudinalen Moden wird durch einen im Resonator angebrachten akustooptischen Modulator (AOM) gewährleistet. Dieser erzeugt kohärente Frequenzseitenbänder im Abstand der Modulationsfrequenz f_{AOM} . Ist diese gleich der halben Umlauffrequenz des Lichtes durch den Resonator bzw. gleich dem halben longitudinalen Modenabstand werden beim zweimaligen Durchlaufen des AOM die longitudinalen Moden phasenkohärent gekoppelt und können als Komponenten einer Fourierreihenentwicklung einer periodischen Funktion der Zeit mit der Periode $T = 2l_R/c$ aufgefaßt werden. Die Resonatorlänge (l_R) gibt damit den zeitlichen Abstand der kurzen Pulse vor.

Die Länge der Pulse hängt von der Zahl der gekoppelten Moden ab und damit von dem verwendeten Lyotfilter. Ein Gires-Tournois-Interferometer [24, 34] dient zur Kompensation der Gruppengeschwindigkeitsdispersion der sich im Resonator befindenden optischen Komponenten. Im hier verwendeten Aufbau werden ungefähr 400 Moden zu einer fourierlimitierten Halbwertsbreite von etwa $\tau_{\text{FWHM}} = 30$ ps gekoppelt. Durch das Zusammenspiel von Wellengleichung, intensitätsabhängiger Verstärkung bzw. Verlust, Stabilitäts- und Startbedingungen entsteht ein wie vom Hersteller angegebener Intensitätsverlauf der Pulse ($I = \text{sech}^2(t/\tau_p)$) [86]. τ_p ist mit der Halbwertsbreite verknüpft über $\tau_p \approx 1,76 \cdot \tau_{\text{FWHM}}$. Pulse mit einem solchen Intensitätsverlauf werden in der Literatur häufig als Rosen-Zener-Pulse bezeichnet [80].

Eine Photodiode, die einen Teil der austretenden Intensität aufnimmt, wird genutzt, um die Resonatorlänge aktiv zu stabilisieren und so Linienbreiten unterhalb von 10 kHz [87] zu erzielen. Die mit der Linienbreite verbundene Phasendiffusionszeit von ca. 100 μs ist länger als die Gesamtwechselwirkungszeit eines Atoms mit dem Lichtfeld ($< 20 \mu\text{s}$), so daß ein vollständig kohärentes Lichtfeld vorausgesetzt werden kann.

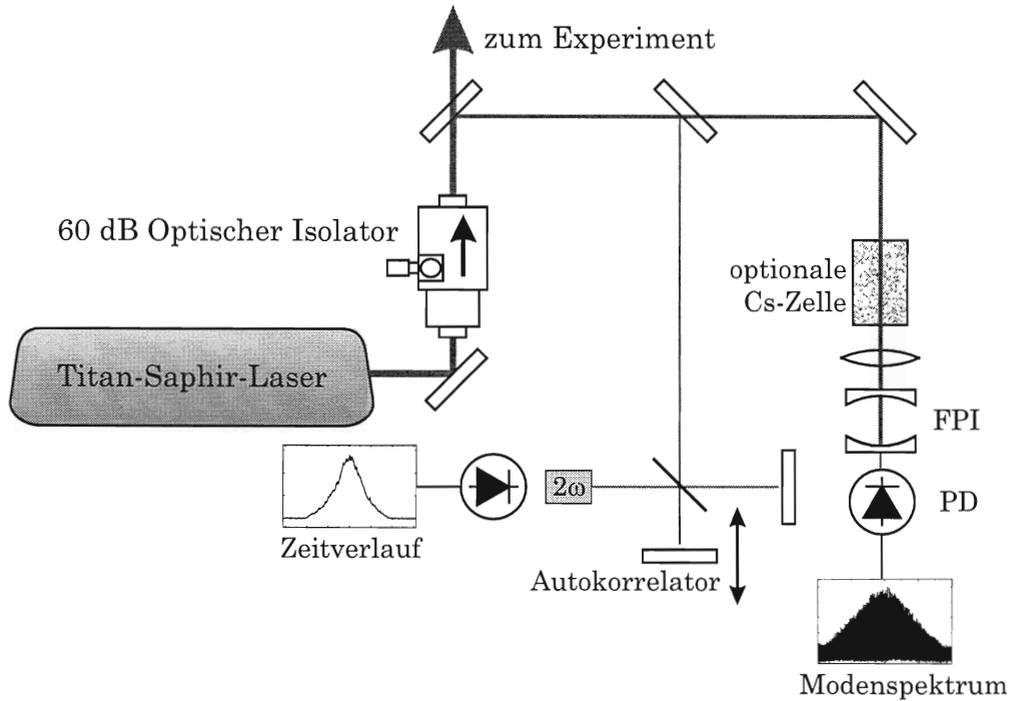


Abbildung 2.11. Aufbau zur Charakterisierung der kurzen Pulse

Die Laserpulse werden sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich analysiert, indem ein Teil der Laserleistung ausgekoppelt und zu einem Autokorrelator bzw. zu einem durchstimmbaren Fabry-Perot-Interferometer geführt wird (Abbildung 2.11). Die zeitliche Intensitätskorrelationsfunktion zweiter Ordnung

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t - \tau) \rangle}{\langle I^2(t) \rangle} \quad (2.37)$$

wird mit einem Autokorrelator der Firma Femtochrome aufgenommen. Die Funktionsweise basiert auf einem Michelson-Interferometer, bei dem in einem Arm eine optische Verzögerung von τ durch einen rotierenden Spiegel eingefügt wird. Die beiden Teilstrahlen werden in einem frequenzverdoppelnden Kristall überlagert. Da die Effizienz der Frequenzverdoppelung proportional zum Produkt der Intensitäten der beiden Teilstrahlen ist, ergibt sich

$$I_{2\omega}(\tau) \sim \int I(t)I(t - \tau) dt \sim g^{(2)}(\tau). \quad (2.38)$$

Aus der vollen Halbwertsbreite (FWHM) der in Abbildung 2.12 dargestellten gemessenen Autokorrelationsfunktion ergibt sich unter der Annahme von Rosen-Zener-Pulsen eine Intensitätshalbwertsbreite von $\tau_{FWHM} = (27,4 \pm 0,5)$ ps.

Zur Bestimmung der spektralen Bandbreite der Pulse ist ein durchstimmbares Fabry-Perot-Interferometer (FPI) mit einem freien Spektralbereich von 20 GHz aufgebaut worden

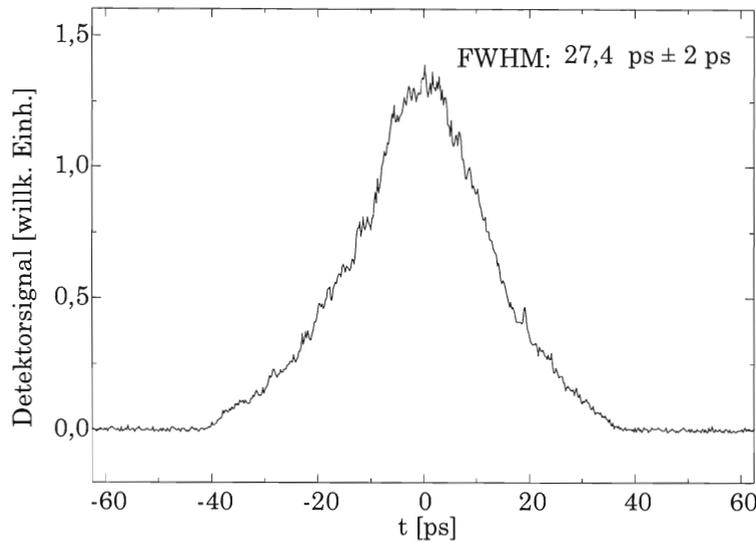


Abbildung 2.12. Gemessene Autokorrelationsfunktion der kurzen Pulse. Die angegebene volle Halbwertsbreite (FWHM) gilt unter der Annahme eines sech^2 -förmigen Intensitätsverlaufs (Rosen-Zener-Pulse).

[10]. Der Endspiegel des Interferometers wird über ein Piezoelement verschoben und so die Resonanzfrequenz durchgestimmt. Eine Photodiode (PD) nimmt die Intensität des transmittierten Lichts auf und wird mit einem Oszilloskop oder einem Computer ausgelesen. Ein typisches Modenspektrum zeigt Abbildung 2.13.

Die volle Halbwertsbreite von $\Delta\nu = (11,6 \pm 0,2)$ GHz entspricht innerhalb der Fehlergrenzen der spektralen Bandbreite $\Delta\nu_{\text{FWHM}} \geq 0,315/\Delta\tau_{\text{FWHM}}$ eines fourierlimitierten Lichtpulses der Dauer 27,4 ps. Der Faktor 0,315 ergibt sich aus der Fourieranalyse von sech^2 -förmigen Pulsen.

Das Einsetzen einer Cäsiumdampfzelle in den Strahlengang prägt dem Modenspektrum durch Absorption die dopplerverbreiterte Resonanzlinie auf (siehe Abb. 2.14). Mit ihr wird die Frequenz der Lichtpulse auf 100 MHz genau eingestellt. Das volle Modenspektrum zeigt neben der $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 3, 4, 5\rangle$ -Resonanzlinie auch den um 9,2 GHz verschobenen $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 2, 3, 4\rangle$ Übergang. Das bedeutet, daß dem gepulsten Lichtfeld kein zusätzlicher „Rückpumlaser“ überlagert werden muß, wie es für die kontinuierlichen Laser in den Abschnitten 2.1.3 und 2.1.4 notwendig war.

2.3 Magnetische Komponenten

Die Bereitstellung von großen Magnetfeldgradienten zur Ablenkung eines neutralen Atomstrahls wird mit Hilfe von Selten-Erd-Permanentmagneten aus NdFeB realisiert. Sie zeichnen sich durch eine hohe Remanenzfeldstärke ($B_R = 1,2$ T) aus. Außerdem zählen sie zu den Hartmagneten, deren große Koerzitivfeldstärke (hier: $H_c = 2 \text{ T}/\mu_0$) einen modularen

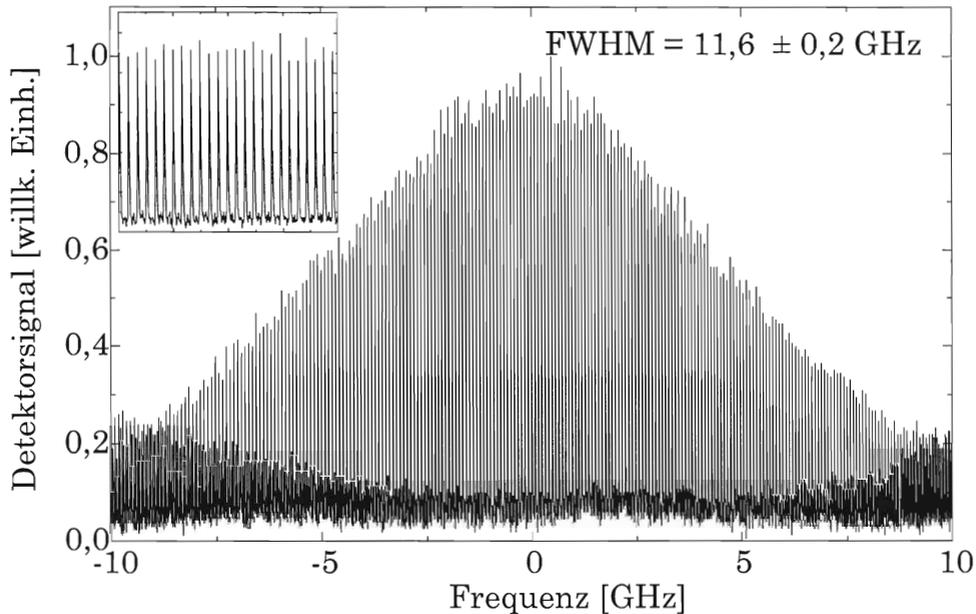


Abbildung 2.13. Longitudinales Modenspektrum des Titan-Saphir-Lasers. Der vergrößerte Ausschnitt zeigt das Spektrum im Bereich von ± 1 GHz. Die bei großen Frequenzen auftretenden Signale stammen aus den angrenzenden freien Spektralbereichen des Interferometers.

Aufbau erlaubt, ohne daß Demagnetisierungseffekte auftreten, wenn zwei Magnete mit entgegengesetzter Magnetisierung aneinander gebracht werden. Das Feld eines Systems von NdFeB-Magneten ist zudem in guter Näherung die Superposition der Felder seiner Einzelteile, da die magnetische Permeabilität $\mu = \mu_r \cdot \mu_0 \leq 1,08 \mu_0$ nur wenig vom Wert für magnetisches Vakuum mit der relativen Permeabilität $\mu_r^{\text{vac}} = \frac{\partial B}{\partial H} = 1$ abweicht.

Gegenüber (supraleitenden) Spulen bieten die verwendeten Permanentmagnete außerdem die Vorteile, daß sie weder Kühlung noch Stromversorgung benötigen, daß sie einen kompakten Aufbau darstellen, der bei vergleichsweise geringen Anschaffungskosten auch keinerlei Betriebskosten verursacht. Nachteilig kann sein, daß das Magnetfeld eines einmal gebauten Systems aus Permanentmagneten nicht ohne weiteres [39] schalt- oder skalierbar ist.

2.3.1 Magnetischer Quadrupol

Die Führung eines neutralen Atomstrahls erfordert einen starken transversalen Einschluß der Atome. Dieser wird im hier vorgestellten Aufbau von einem transversalen ebenen magnetischen Quadrupol gewährleistet mit der Eigenschaft eines linearen Anstiegs des Betrages der magnetischen Flußdichte mit dem Abstand von der Symmetrieachse. Den Ideen und Arbeiten zur Richtungsänderung eines Atomstrahls von Friedburg und Paul folgend [30, 29] wird das Feld von magnetisierten Segmenten eines Zylinders geformt, wie sie in Abbildung

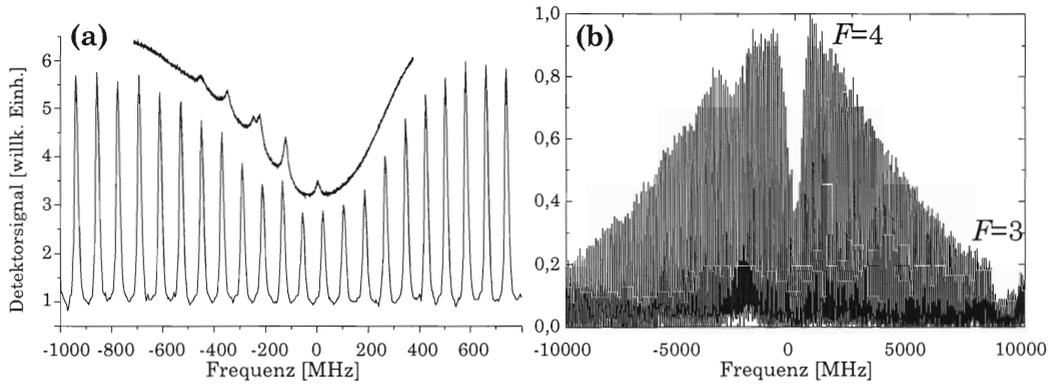


Abbildung 2.14. Modenspektrum der Pulse mit aufgeprägter Cs- D_2 - Absorptionslinie.

(a) $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 3, 4, 5\rangle$ - Übergang. Zum Vergleich ist ein mit kontinuierlichen Lasern aufgenommenes Sättigungsspektrum mit eingezeichnet. Die Frequenzachsen beider Spektren sind getrennt voneinander skaliert worden.

(b) Gesamtes Modenspektrum mit den Absorptionslinien der beiden Hyperfeinzu- stände $|F = 3\rangle$ und $|F = 4\rangle$.

2.15 zu sehen sind.

Für einen ebenen Zylinder kann der Betrag der magnetischen Induktion innerhalb der Bohrung mit

$$B(\rho) = 2\rho B_R \left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_a} \right) G_2^S S_L(\rho, z) + \mathcal{O}(\rho^3), \quad (2.39)$$

näherungsweise beschrieben werden [43]. Dabei ist B der Betrag der magnetischen Induktion im Abstand ρ von der Symmetrieachse und r_i sowie r_a der innere bzw. äußere Radius der Permanentmagnete. Die Segmentierung, die sich produktionstechnisch nicht vermeiden läßt, verursacht eine Schwächung des Quadrupolfeldes gegenüber einer kontinuierlich rotierenden Magnetisierung, die über den Korrekturfaktor G_2^S berücksichtigt wird. Bei den hier verwendeten $S = 8$ -teiligen Strukturen ist [39]

$$G_2^8 = \frac{4\sqrt{2+\sqrt{2}}}{3\pi} \approx 0,78 \quad (2.40)$$

für die vollbestückte Scheibe (Abb. 2.15a) und die Hälfte davon für die halbbestückte Version (Abb. 2.15b). Da der Zylinder eine endliche Länge besitzt, werden die Randeffekte mit einer Einschaltfunktion $S_L(\rho, z)$ beschrieben. Mit $r_i = 5$ mm und $r_a = 25$ mm ergibt sich für Typ (a) ein konstanter Feldgradient von

$$\vec{\nabla} B \approx 274 \text{ T/m}, \quad (2.41)$$

bei einer Maximalamplitude

$$B_{\max} \approx 274 \cdot 5 \cdot 10^{-3} \text{ T} = 1,37 \text{ T}. \quad (2.42)$$

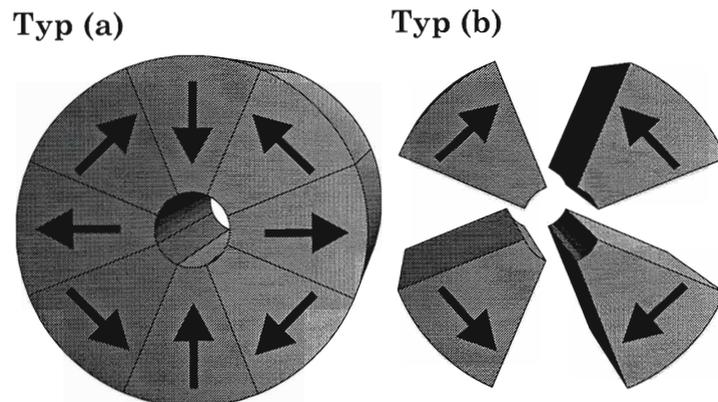


Abbildung 2.15. Segmentierte Magnetanordnung, die Magnetisierungsrichtung ist mit Pfeilen eingezeichnet. In der Bohrung erzeugen die Permanentmagnete in guter Näherung ein Quadrupolfeld. Dabei hat das vollbestückte Exemplar einen doppelt so großen Gradienten wie das unter (b) dargestellte.

Für den Typ (b) ergeben sich um die Hälfte verringerte Werte. Der größere Gradient der Anordnung nach Typ (a) führt zu größeren Kräften auf das Atom (Gleichung 2.2) und zu einem tieferen Potential (Gleichung 2.1) als der Aufbau nach Typ (b). Auf der anderen Seite ist der optische Zugang beim vollbestückten Quadrupol im Gegensatz zum halbbestückten stärker behindert. Insbesondere ist eine zusätzliche transversale Manipulation mit Lichtfeldern oder eine Beobachtung des Atomstrahls innerhalb der Struktur nicht möglich.

Ein Verkippen der Symmetrieachse gegen die Atomstrahlrichtung lenkt den Strahl aus seiner Bahn [44]. Für große Ablenkwinkel ist dies jedoch nicht mehr praktikabel, da die transversale Geschwindigkeit der Atome sehr groß wird. Der Begriff der transversalen Geschwindigkeit bezieht sich im Zusammenhang mit den Quadrupolfeldern immer auf die atomare Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Symmetrieachse, also in Richtung des Gradienten des Magnetfeldes. Verwendet man eine Anordnung, bei der sich die Symmetrieachse des Quadrupolfeldes in Richtung der Ablenkung dreht und damit der Winkel zwischen Atomstrahl- und Symmetrieachse klein gehalten wird, sind auch sehr große, fast beliebige Winkel möglich. Wir verwenden dazu trapezförmige Strukturen, die durch Anschneiden der zylindrischen Elemente entstehen (siehe Abb. 2.16). Die transversale Geschwindigkeitskomponente bei senkrecht zur Scheibenoberfläche erfolgreichem Eintritt der Atome der Geschwindigkeit v ist

$$v_{\perp} = v \sin(\alpha), \quad (2.43)$$

wobei α den Trapezwinkel zur Vertikalen angibt. Ein Hintereinanderschalten von m Trapezen erlaubt eine Ablenkung um $2m\alpha$. Für das Experiment werden sechs Elemente mit $\alpha = 2,05^{\circ}$ zu einer Kurve von $24,5^{\circ}$ mit einem Radius von $R = 300$ mm zusammengesetzt (Abbildung 2.17).

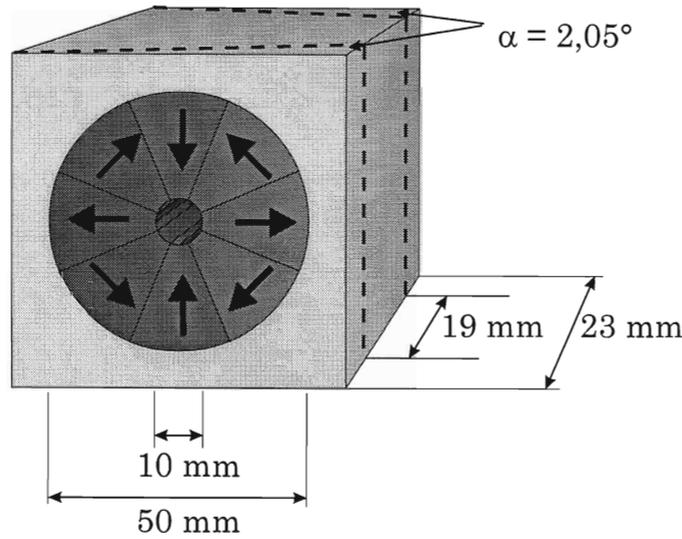


Abbildung 2.16. Der Zylinderabschnitt mit einem radialen Quadrupolfeld in der Bohrung wird wie gezeigt unter $2,05^\circ$ angeschnitten, wodurch eine trapezartige Struktur entsteht

Eine erste Schranke für die maximale atomare Geschwindigkeit wird von der Energieerhaltung aufgebaut, die eine transversale Geschwindigkeit für Cäsium von bis zu

$$\frac{1}{2}mv_{\perp,\max}^2 = \mu_{\text{eff}} \vec{\nabla} B \cdot r_i \quad (2.44)$$

$$v_{\perp,\max} \approx 11 \text{ m/s}$$

erlaubt. Hierbei, wie auch bei den folgenden Abschätzungen und Berechnungen, wird zum einen vorausgesetzt, daß sich die Cäsiumatome im $|F = 4, m_F = 4\rangle$ -Zustand mit $\mu_{\text{eff}} = \mu_B$ befinden (vgl. Gl. 2.3) und zum anderen, daß das magnetische Moment adiabatisch der Richtung des Magnetfeldes folgt. Die erste Annahme kann durch optisches Pumpen der Atome vor dem Eintritt in den Multipol gewährleistet werden. Die zweite Annahme besagt, daß es zu keinen diabatischen Übergängen, den sogenannten Majorana-Flops [58], zwischen den magnetischen Unterniveaus in starkfeldsuchende Zustände ($|\mu_{\text{eff}}| < 0$) kommt. Das Adiabatenkriterium ist erfüllt, wenn die Lamorfrequenz ω_L viel größer als die Frequenz der Magnetfeldänderung ist, die aus Sicht der sich im inhomogenen Magnetfeld bewegenden Atome entsteht,

$$\omega_L = \mu_B B / \hbar \gg \frac{1}{B} \left| \frac{dB}{dt} \right| \quad (2.45)$$

$$\Rightarrow B \gg \sqrt{\hbar |\vec{\nabla} B| v / \mu_B}.$$

Mit (2.41) und (2.44) kann eine Verletzung des Kriteriums bei $B < 2 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ für $v = 50 \text{ m/s}$ erfolgen, was einem Raumbereich von weit weniger als einem Promille des gesamten be-

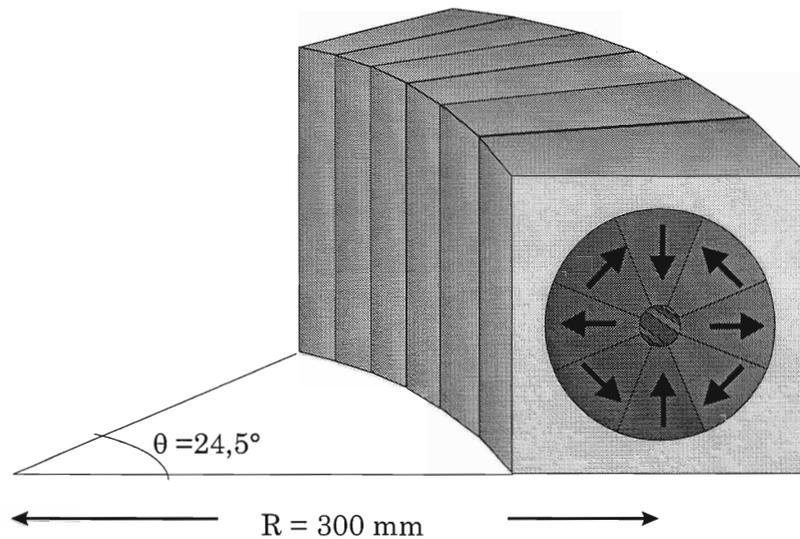


Abbildung 2.17. Aneinandersetzen von sechs Abschnitten erlaubt die Ablenkung eines Atomstrahls um etwa $24,5^\circ$. Das Magnetfeld innerhalb der Bohrung entspricht in etwa einem auf einer Kreisbahn mit Radius $R = 300$ mm gebogenen ebenen Quadrupol.

trachteten Volumens entspricht und deshalb vernachlässigt werden kann. Diese Abschätzung deckt sich auch mit den experimentellen Ergebnissen von Davis et al. [21], die zeigen, daß Majorana Flops erst bei sehr geringen atomaren Energien zu signifikanten Verlusten führen, also wenn sich die Atome ausschließlich bei sehr niedrigen magnetischen Feldstärken aufhalten.

Ein Maß für die maximale Geschwindigkeit, mit der Atome durch die Kombination der sechs Trapeze noch abgelenkt werden können, erhält man, wenn man das System durch einen idealen, torusförmigen Abschnitt nähert. Bei mittigem und tangentialen Eintritt der Atome in das Feld, ist die Grenzgeschwindigkeit durch das Gleichgewicht von Zentrifugal- und Zentripetalkraft gegeben:

$$\begin{aligned} \frac{mv^2}{\rho} &= \mu_B \vec{\nabla} B \\ \Rightarrow v &= \sqrt{\rho \frac{\mu_B \vec{\nabla} B}{m}} \\ v &\approx 60 \text{ m/s, für } \rho = R. \end{aligned} \quad (2.46)$$

Die Werte in den Gleichungen (2.44) und (2.46) gelten für die vollbestückten Trapeze. Für den Typ (b) müssen die entsprechenden Geschwindigkeiten wegen des um die Hälfte reduzierten Gradienten mit einem Faktor $1/\sqrt{2}$ skaliert werden.

Die Abschätzung (2.46) ist gültig für Atome, die einen Abstand $R \leq \rho \leq R + r_i$ vom Mittelpunkt des idealen tubusförmigen Quadrupolfeldes haben. Für $\rho < R$ werden

die Atome vom Magnetfeld zunächst nach außen beschleunigt, wodurch die transversale Geschwindigkeit vergrößert wird.

Bisher wurden die Einschaltfunktion $S_L(\rho, z)$, die höheren magnetischen Multipole, die durch die Segmentierung der Magnete auftreten, und die Einflüsse der Trapezform auf das gebogene Feld vernachlässigt. Zur Berücksichtigung dieser Effekte wird das Magnetfeld numerisch berechnet, um die Wirkung der Magnetstruktur auf die atomaren Trajektorien theoretisch besser untersuchen zu können.

2.3.2 Numerische Bestimmung des magnetischen Feldverlaufs

Zur Berechnung des Feldverlaufs wird vorausgesetzt, daß die Magnete eine Suszeptibilität von $\chi = 0$ besitzen und magnetisch hart sind: $H_c \rightarrow \infty$. Mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen ergibt sich das magnetische Potential am Punkt \vec{r} , erzeugt durch eine Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r}')$ im Volumen V' in Abwesenheit von elektrischen Strömen zu [27]

$$\phi(\vec{r}) = \int_{\text{Volumen}' } dV' \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (2.47)$$

Bei einem einzelnen homogen magnetisierten Magnetsegment liefert der Gauß'sche Integralsatz,

$$\phi(\vec{r}) = \int_{\text{Oberfläche}' } dA' \frac{\vec{M}\vec{n}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (2.48)$$

wobei \vec{r}' jetzt einen Punkt auf der Oberfläche mit der Oberflächennormalen \vec{n} bezeichnet. Für die numerische Berechnung des Potentials wird die Oberfläche der Magnetsegmente in kleine Dreiecke Δ mit einer konstanten mittleren Oberflächenmagnetisierung $\sigma = \vec{M}\vec{n}$ der Fläche A_Δ zerlegt. Das Potential eines Dreiecks mit Schwerpunkt bei \vec{r}'_s ist näherungsweise das Produkt aus der integralen Oberflächenmagnetisierung σA_Δ und dem Kehrwert des Abstands $|\vec{r} - \vec{r}'_s|^{-1}$

$$\phi_\Delta \approx A_\Delta \frac{\sigma}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'_s|} \quad (2.49)$$

und die Superposition

$$\phi(\vec{r}) = \sum_{\text{alle } \Delta} \phi_\Delta(\vec{r}) \quad (2.50)$$

ergibt das Gesamtpotential. Gleichung (2.49) schränkt die Wahl der Dreiecksgröße und den Bereich der Punkte, an denen das Potential mit guter Genauigkeit approximiert wird, ein. Eine obere Schranke für den relativen Fehler ergibt sich, wenn man sich die gesamte

Oberflächenmagnetisierung statt im Schwerpunkt \vec{r}_s' am Ort \vec{r}_n' auf dem Dreieck denkt, der die Eigenschaft hat, dem Punkt \vec{r} , für den das Potential berechnet werden soll, am nächsten zu sein. Der Unterschied der beiden Abstände $|\vec{r} - \vec{r}_s'|$ und $|\vec{r} - \vec{r}_n'|$ ist maximal $2/3$ der größten Kantenlänge S des betrachteten Dreiecks. Dies entspräche einer Entartung des Dreiecks zu einer Linie, auf deren Verlängerung der Punkt \vec{r} liegt. Damit ist der relative Fehler

$$\begin{aligned} \frac{\delta\phi_\Delta}{\phi_\Delta} &\leq \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r + 2S/3} \right) r, \text{ mit } r = |\vec{r} - \vec{r}_n'| \\ &\leq \frac{2S}{3r}, \end{aligned} \quad (2.51)$$

beziehungsweise die Bedingung für die Anwendbarkeit von (2.49)

$$S \ll \frac{3}{2} |\vec{r} - \vec{r}_s'|. \quad (2.52)$$

Die Kantenlänge wird in der Größenordnung von 0,1 mm gewählt, so daß das magnetische Potential ab einer Entfernung von etwa 1 mm von den Magneten mit einem Fehler von maximal 7% behaftet ist. Der Fehler des Potentials nach der Summation über alle Dreiecke ist kleiner als der größte relative Fehler der Dreieckspotentiale: $\frac{\delta\phi}{\phi} \leq \max \left(\frac{\delta\phi_\Delta}{\phi_\Delta} \right)$. Diese Fehlerabschätzung genügt einem idealen Magnetstück. Ein reales System aus Magnetelementen führt zu Abweichungen des berechneten Gesamtpotentials durch z. B. Schwankungen der Materialeigenschaften innerhalb der Fertigungstoleranzen, durch Alterungsprozesse der Magnete und Güte des Zusammenbaus der einzelnen Magneteile. Wegen der Grobheit der Abschätzung, ist allerdings zu erwarten, daß der Gesamtfehler $\Delta\phi/\phi$ dennoch innerhalb der angegebenen Fehlergrenze bleibt.

Die magnetische Induktion außerhalb der Magnete ist mit dem Potential über

$$\vec{B}(\vec{r}) = -\mu_0 \vec{\nabla} \phi(\vec{r}) \quad (2.53)$$

verknüpft. Wie später noch deutlich werden wird, ist eine stetige Ableitung von \vec{B} zur Berechnung der atomaren Trajektorien im Magnetfeld wünschenswert. Um dies trotz der numerischen Lösung von (2.48) zu gewährleisten, wird zunächst das auf einem Gitter berechnete Potential stückweise mit einem Polynom vierter Ordnung angepaßt und damit die Induktion ebenfalls stückweise bestimmt. Die Teillösungen werden danach stetig differenzierbar ineinander überführt [82], so daß sich eine polynomische Darstellung der magnetischen Induktion ergibt.

2.3.3 Feldverläufe

Quadrupolscheibe

Das Feld einer vollbestückten trapezförmigen Quadrupolscheibe (Typ (a)), aus der die im weiteren noch vorgestellten Systeme aufgebaut sind, wird numerisch und experimentell bestimmt. Abbildung 2.18 (helles Gitter) zeigt den nach Abschnitt 2.3.2 berechneten Betrag

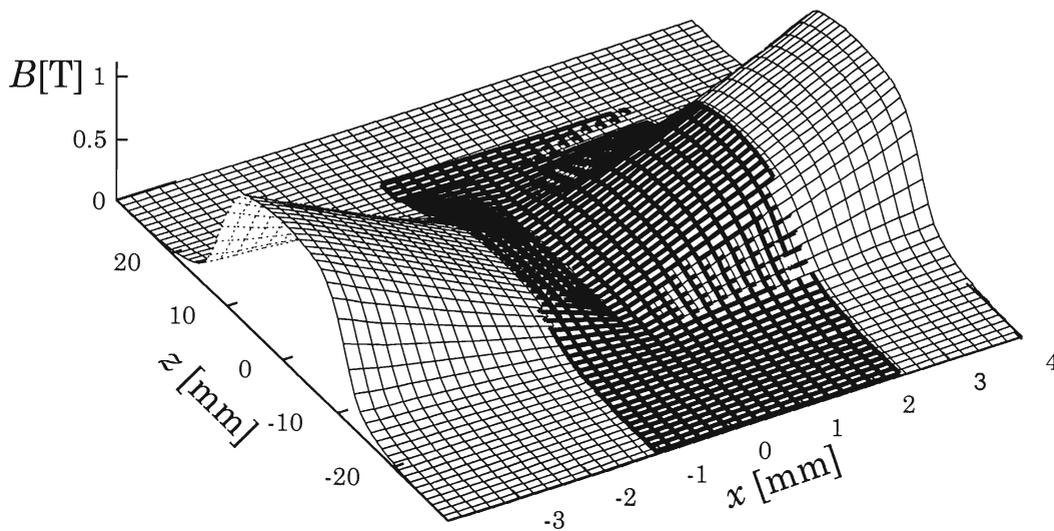


Abbildung 2.18. Berechneter (helles Gitter) und gemessener (dunkles Gitter) Betrag der magnetischen Induktion $|\vec{B}|$ für eine vollbestückte angeschnittene Quadrupolscheibe. Der Gradient um $z = 0$ ist etwa $\vec{\nabla}\vec{B} = 280 \text{ T/m}$. Der Bereich der Messung ist aufgrund der Halterung der Hallsonde aus Platzmangel wesentlich kleiner als die Rechnung.

der magnetischen Induktion für einen horizontalen Schnitt ($y = 0$) durch eine angeschnittene vollbestückte Quadrupolscheibe.

Zur Vermessung des Feldes wird eine auf einem Dreiachsentisch montierte Hallsonde durch das Magnetfeld gefahren und nimmt dabei eine Komponente der magnetischen Induktion auf. Der Vektor ergibt sich aus der sukzessiven Messung aller drei Komponenten. Der räumliche Ursprung jeder Einzelmessung wird aus den Daten durch Symmetrieüberlegungen bestimmt, da der Umbau der Hallsonde zur Vermessung einer orthogonalen Komponente die absolute Festlegung der Raumkoordinaten verhindert. Die relative Koordinatengenauigkeit für den untersuchten Bereich liegt in der Größenordnung der Schrittweite von $3,125 \mu\text{m}$.

Die Meßgenauigkeit der Hallsonde liegt typischerweise bei etwa 1%. Die Ungenauigkeit bei der Bestimmung des Betrages der magnetischen Induktion wird jedoch zusätzlich durch Abweichungen von der orthogonalen Ausrichtung der Hallsonde bei den Komponentenmessungen beeinflusst. Der zu erwartende Gradient führt außerdem zu einer Änderung der magnetischen Induktion über die aktive Fläche von bis zu etwa $0,5 \text{ T}$, was weitere Meßungenauigkeiten zur Folge hat. Die in Abbildung 2.18 (dunkles Gitter) eingezeichneten Meßwerte zeigen dennoch, daß die theoretischen und experimentellen Daten gut übereinstimmen.

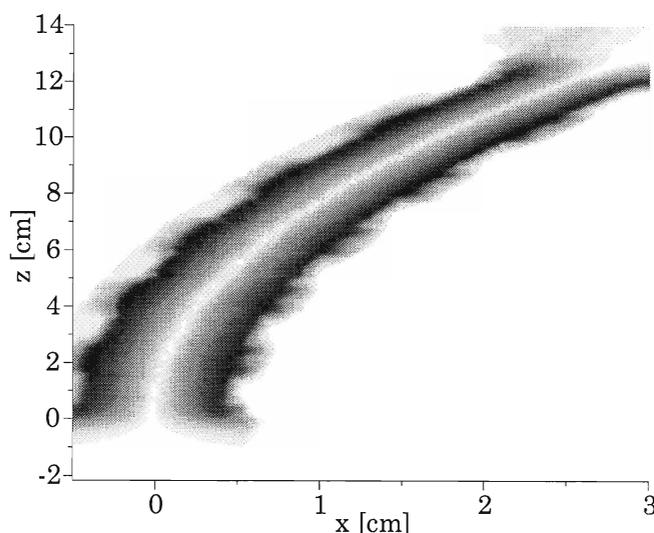


Abbildung 2.19. Graustufendarstellung des Betrages der magnetischen Induktion für einen horizontalen Schnitt ($y = 0$) durch die magnetische Kurve. Je dunkler der Bereich, desto größer ist der Betrag. Weiß: $|B| = 0$ T, Schwarz: $|B| = 1,4$ T

24,5°-Kurve

Das Feld der magnetischen Kurve zur Ablenkung eines Atomstrahls ist berechnet worden. Abbildung 2.19 zeigt einen horizontalen Schnitt ($y = 0$) des berechneten Betrages der magnetischen Induktion. Die Schwärzung gibt die Höhe des Betrages an, der zwischen $B = 0$ T (weiß) und $B = 1,4$ T (schwarz) liegt. In der Nähe der Magnete ist die Segmentierung noch deutlich zu sehen, auf der Symmetrieachse ist sie jedoch stark unterdrückt. Wegen der experimentellen Unzugänglichkeit des Innenraums ist ein Vergleich mit einer Messung nicht möglich. Der radiale Gradient beträgt erwartungsgemäß 280 T/m.

Gravitomagnetische Falle

Mit den halbbestückten schräg geschnittenen Quadrupolscheiben (Abb. 2.16) wurde eine gravitomagnetische Falle für neutrale Atome aufgebaut (siehe Abb. 2.20). Die nach unten gewölbte Struktur ermöglicht einen Einschluß der Atome in longitudinaler Richtung mit Hilfe der Gravitation, während die transversale Bewegung der Atome durch das Magnetfeld begrenzt wird. In Abbildung 2.21 ist ein vertikaler Schnitt ($x = 0$) durch das Magnetfeld zu sehen. Die Halbbestückung ermöglicht einen transversalen und longitudinalen optischen Zugang zum Innenraum der magnetischen Falle, so daß die Atome dort nachgewiesen oder gekühlt werden können.

Die magnetische radiale Potentialhöhe von $B_r = 0,7$ Tesla ist in der Lage, Atome mit einer transversalen Geschwindigkeit von

$$v_{\text{rad}}(\text{max}) = \sqrt{2\mu_B B_r / m} \approx 7,7 \text{ m/s}, \quad (2.54)$$

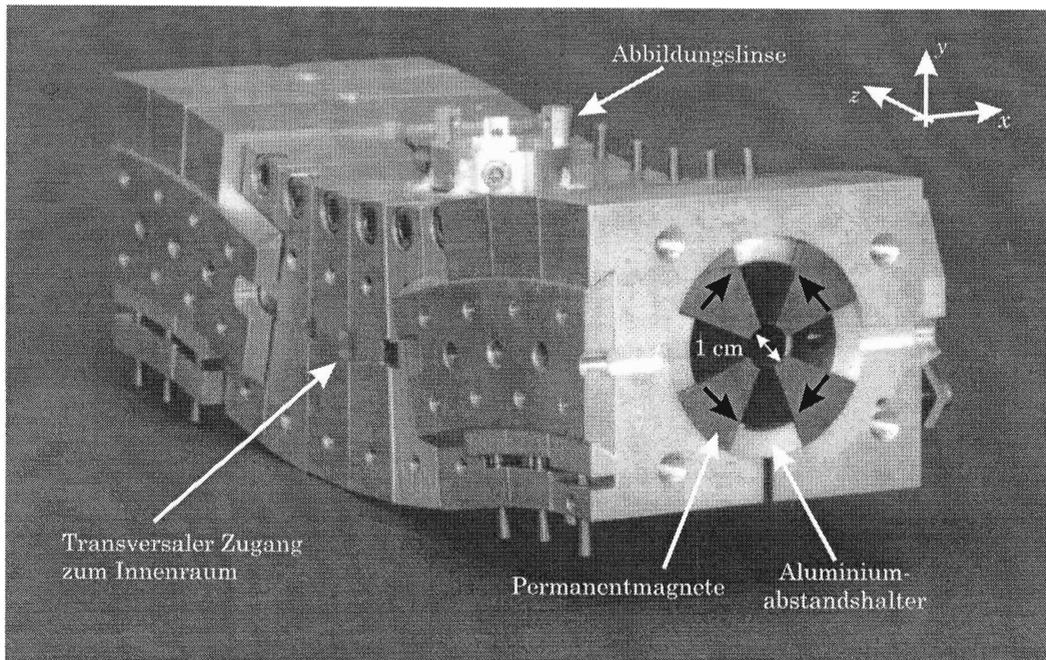


Abbildung 2.20. Die Anordnung von 12 schräg geschnittenen Quadrupolscheiben mit einer leichten Wölbung nach unten erzeugt zusammen mit der Gravitation eine gravitomagnetische Falle für neutrale Atome. Die Halbbestückung der Quadrupolscheiben ermöglicht das Beobachten und die Manipulation der Atome innerhalb der Struktur durch zusätzliche Aussparungen in den Halterungen.

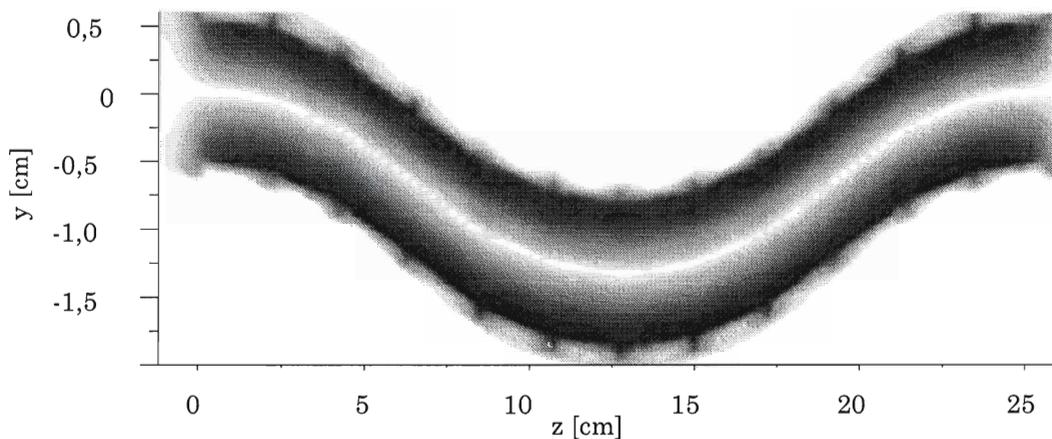


Abbildung 2.21. Graustufendarstellung des Betrages der magnetischen Induktion für einen vertikalen Schnitt ($x = 0$) durch die gravitomagnetische Falle. Je dunkler der Bereich, desto größer ist der Betrag. Weiß: $|B| = 0$ T, Schwarz: $|B| = 0,7$ T

bzw. ein Gas mit einer Temperatur von

$$T_r = \frac{\mu_B B_r}{k_b} \approx 470 \text{ mK} \quad (2.55)$$

einzuschließen. Die hier und im folgenden angegebenen Temperaturen, sind die, bei denen etwa die Hälfte der Atome eine Energie besitzt, die kleiner als die Potentialhöhe ist. In axialer Richtung wirkt aufgrund der nach unten gewölbten Struktur die Schwerkraft, deren Potential Atome mit einer Geschwindigkeit hält, die bis zu

$$v_l(\text{max}) = \sqrt{2gh} \approx 0,5 \text{ m/s}, \quad (2.56)$$

mit der Erdbeschleunigung g und der Höhendifferenz der Falle von $h = 1,2 \text{ cm}$, betragen kann. Die entsprechende Temperatur eines Gases beträgt

$$T_l = \frac{mv_l^2}{2k_B} \approx 2 \text{ mK}. \quad (2.57)$$

Die optische Melasse kühlt die in die Falle laufenden Atome beim Befüllen der Falle (siehe Abschnitt 4.6) auf Temperaturen nahe des Dopplerlimits $T_D = 125 \mu\text{K}$ [13], so daß sie im Potential aus Magnet- und Schwerefeld gefangen sind.

Nach Abschalten der Melassenlaser werden die gefangenen Atome in der Falle um ihre Ruhelage oszillieren. Aufgrund der starken Anisotropie des konservativen Potentials sind die Schwingungsfrequenzen in radialer Richtung um Größenordnungen höher als in longitudinaler Richtung. Für die axiale Richtung ergibt sich bei einer Näherung des Gravitationspotentials in 2. Ordnung mit dem Kurvenradius $R = 0,3 \text{ m}$ eine Kreisfrequenz von

$$\omega_{\text{ax}} = \sqrt{g/R} \approx 2\pi \cdot 1 \text{ Hz}. \quad (2.58)$$

Für die radiale Bewegung im linearen ansteigenden Magnetfeld ergeben sich Kreisfrequenzen von [8]

$$\omega_{\text{rad}}(\text{V}) = \left(\frac{(\mu_B \vec{\nabla} B)^2}{\hbar m} \right)^{1/3} \approx 2\pi \cdot 66 \text{ kHz}. \quad (2.59)$$

Zur Unterdrückung der bei niedrigen Temperaturen in der Nähe der magnetischen Null bedeutsamen Majorana-Flops (s. Abschnitt 2.3.1), kann dem Magnetfeld der Permanentmagnete ein zusätzliches longitudinales, homogenes Feld von etwa $B_{\text{ax}} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ Tesla}$ überlagert werden. In dem quadratisch genäherten resultierenden Feld ist die radiale Schwingungsfrequenz gegeben durch

$$\omega_{\text{rad}}(\text{U}) = \sqrt{\frac{\mu_B (\vec{\nabla} B)^2}{2m B_{\text{ax}}}} \approx 2\pi \cdot 10 \text{ kHz}. \quad (2.60)$$

	⁷ Li	²³ Na	³⁹ K	⁸⁷ Rb	¹³³ Cs
Masse [10 ⁻²⁷ kg]	11,7	38,2	64,7	141	221
λ_{D_2} [nm]	671	589	766	780	852
$\Gamma_{D_2}/2\pi$ [MHz]	5,85	9,89	5,72	5,89	5,22
T_D [μ K]	140	237	137	141	125
v_{rad} [m/s]	33	18	14	10	10
T_l [mK]	0,1	0,3	0,6	1,2	1,9
$\omega_{\text{rad}}(\vee)/2\pi$ [kHz]	180	120	100	77	66
$\omega_{\text{rad}}(\cup)/2\pi$ [kHz]	44	25	19	13	10
$T(\vee)$ [μ K]	8,4	5,7	4,8	3,7	3
$T(\cup)$ [μ K]	2	1,2	0,9	0,6	0,5

Tabelle 2.2. Im oberen Teil sind die Masse, die Wellenlänge, die natürliche Linienbreite und die Dopplertemperatur aufgetragen. Der untere Teil zeigt die elementspezifischen Fallenparameter.

v_{rad} : Maximale radiale Geschwindigkeit.

$\omega_{\text{rad}}(\vee)$, $T(\vee)$: Radiale Schwingungsfrequenz/Temperatur für lineares Potential.

$\omega_{\text{rad}}(\cup)$, $T(\cup)$: Radiale Schwingungsfrequenz/Temperatur für harmonisches Potential.

Die Näherung ist hier jedoch nur gut bis zu Auslenkungen von etwa 1 μm , so daß die tatsächlich auftretenden Schwingungsfrequenzen zwischen den in (2.59) und (2.60) angegebenen Werten liegen werden.

Der starke räumliche Einschluß der Atome führt zu einer Aufspaltung der radialen Fallenniveaus. Der Niveauabstand entspricht für $\omega_{\text{rad}}(\vee)$ bzw. $\omega_{\text{rad}}(\cup)$

$$T(\vee) = \hbar\omega_{\text{rad}}(\vee)/k_B \approx 3 \mu\text{K}, \quad (2.61)$$

$$T(\cup) = \hbar\omega_{\text{rad}}(\cup)/k_B \approx 0,5 \mu\text{K}. \quad (2.62)$$

Das bedeutet, daß unterhalb von etwa einem Mikrokkelvin die transversale Geschwindigkeitskomponente ausfriert. Die longitudinale Niveaufspaltung durch den Schwerkraftein-schluß korrespondiert mit einer Temperatur von

$$T_{\text{ax}} = \hbar\omega_{\text{ax}}/k_B \approx 40 \text{ pK}, \quad (2.63)$$

so daß hier die Zustände nahezu kontinuierlich sind.

Das Abkühlen der ursprünglich bei etwa $T = 125 \mu\text{K}$ gefangenen Atome (vgl. Abschn. 4.6) ist mit Hilfe des evaporativen Kühlens möglich [41, 48]. Dabei werden Atome mit einer überdurchschnittlichen Energie aus der Falle entfernt, so daß sich das Gas nach der Rethermalisierung durch elastische Stöße bei einer niedrigeren Temperatur befindet. Das Entfernen der energiereichen Atome erfolgt typischerweise durch Einstrahlen von Radiofrequenzwellen, die atomare Übergänge (Spin-Flips) induzieren, die die Atome in ungebun-

dene Zustände überführen. Da die Übergangsfrequenz über den Zeemaneffekt magnetfeldabhängig ist, kann die Spineinstellung der energiereichsten Atome, die am weitesten in das Magnetfeld eindringen können, selektiv verändert werden. Mit dieser Methode lassen sich die erwünschten Gastemperaturen unterhalb von 500 nK realisieren [3, 13]. Man erhält ein quasi-eindimensionales, schwach wechselwirkendes, verdünntes Gas.

Bislang herrscht Uneinigkeit darüber, auf welche Art und Weise sich quantenstatistische Effekte in einem eindimensionalen bosonischen Gas, wie z. B. Cs, manifestieren. Fragestellungen dabei sind beispielsweise, ob bei entsprechender Dichte des Gases Bose-Einstein-Kondensation auftreten kann [93, 47], ob der Grundzustand makroskopisch besetzt wird [79] und ob ein Luttinger Liquid entsteht [63]. Mit den hier vorgestellten Aufbauten und Methoden sollte eine experimentelle Klärung möglich sein.

Aufgrund der kürzlich nachgewiesenen hohen Verlustrate durch dipolare Relaxationen in einem kalten Cäsiumgas [85] wird es voraussichtlich jedoch notwendig werden, ein anderes Element wie z. B. Rubidium (^{87}Rb) zu verwenden. Ähnlich wie Cäsium ist Rubidium der Laserkühlung zugänglich und im Gegensatz zu Cäsium konnte für Rubidium die Bose-Einstein-Kondensation bereits demonstriert werden [3]. Tabelle 2.2 zeigt eine Übersicht der Fallenparameter für eine Reihe in Frage kommender Elemente.

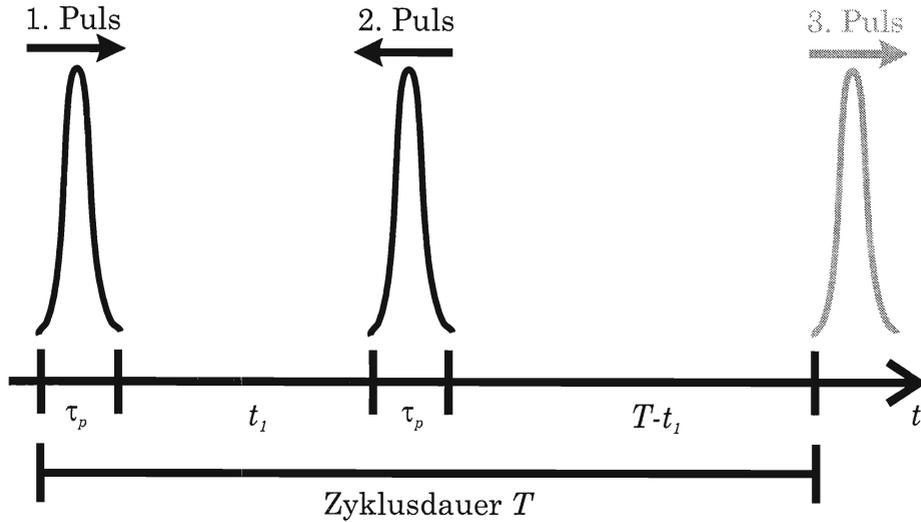
3 Stimulierte Lichtkräfte mit kurzen Laserpulsen

Im vorigen Kapitel wurde im Zusammenhang mit der Präparation eines langsamen Atomstrahls das Konzept der spontanen Lichtkraft diskutiert. Es wurde gezeigt, daß sie genutzt werden kann, um ein Ensemble von Atomen effizient in einer oder mehreren Dimensionen zu kühlen oder dessen mittlere Geschwindigkeit zu ändern. Sie wirkt in einem makroskopischen Raumbereich und ist sensitiv auf kleine Energieverschiebungen der atomaren Resonanz. Die Spontankraft ist physikalisch durch die Lebensdauer des angeregten Niveaus begrenzt auf $F_{\text{spont}} = \hbar k \Gamma / 2$, was zu einer etwa 1 m langen Bremsstrecke führte (Kapitel 2.1.3).

Es gibt jedoch die Möglichkeit, diese Limitierung mit stimulierten Lichtkräften, bei denen Photonen von einem Lichtfeld über Absorption und stimulierte Emission in ein anderes Lichtfeld redistributiert werden, zu überwinden, da dieser Prozeß nicht von der Lebensdauer des angeregten Niveaus begrenzt wird. Ein häufig eingesetztes Verfahren zur Erzeugung einer stimulierten Lichtkraft, die Dipolkraft in einem kontinuierlichen Stehwellenfeld [9], wirkt nur über einen Raumbereich von etwa $\lambda/2$, was z. B. in der Atomlithografie Anwendung findet [56, 60, 90].

Eine makroskopisch wirkende stimulierte Lichtkraft kann mit der Methode der gegenläufigen Lichtpulse erzielt werden [31, 66]. Das Prinzip beruht darauf, daß ein Atom ein Photon aus einem Puls der Dauer τ_p resonant absorbiert und in den gegenläufigen Puls stimulierte emittiert, wobei ein Impuls von $2\hbar k$ in Richtung des ersten Pulses übertragen wird (siehe Abb. 3.1). Diesem Konzept eng verwandt ist die bichromatische Lichtkraft [46, 95], mit der erstmals diese Methode experimentell realisiert werden konnte [97] und mit der Söding et al. [84] auf einer Strecke von 10 cm einen thermischen Cäsiumstrahl von 250 m/s auf 90 m/s abbremsten.

(a) Zeitliche Abfolge der Lichtfelder



(b) Zustand des Atoms

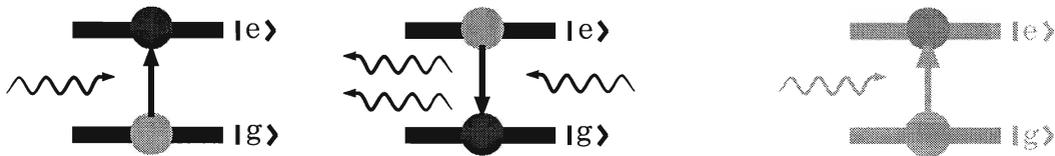


Abbildung 3.1. Schematische Darstellung der Wirkungsweise der stimulierten Lichtkraft durch kurze Lichtpulse. Der erste Puls regt das Atom an, der zweite regt es nach der Zeit t_1 über stimulierte Emission wieder ab. Es wird dabei jeweils ein Photonenimpuls von $\hbar k$ in Richtung des ersten Pulses übertragen, so daß innerhalb der Zyklusdauer (T) $2\hbar k$ auf das Atom übertragen werden.

3.1 Theorie der Wechselwirkung von Atomen mit kurzen Lichtpulsen

3.1.1 Schrödingergleichung

Betrachten wir ein System aus einem kohärenten Lichtfeld und einem Atom mit zwei nicht entarteten Niveaus $|g\rangle$ und $|e\rangle$ mit einer Energieaufspaltung $E_e - E_g = \hbar\omega_0$, dessen Zustand mit dem Zustandsvektor $|\psi(\vec{r}, t)\rangle$ angegeben wird. Die Entwicklung von $|\psi(\vec{r}, t)\rangle$ unter Einwirkung externer Kräfte beschreibt die zeitabhängige Schrödingergleichung:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(\vec{r}, t)\rangle = \hat{H} |\psi(\vec{r}, t)\rangle \tag{3.1}$$

Die Hamiltonfunktion \hat{H} für ein mit einem Lichtfeld wechselwirkendes freies Atom

setzt sich aus vier Teilen zusammen [38]:

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_{AL} + \hat{H}_{AV} + \hat{H}_L. \quad (3.2)$$

Der erste Term enthält den kinetischen Anteil der Schwerpunktsbewegung sowie die innere Energie des Atoms

$$\hat{H}_A = \frac{\vec{P}^2}{2m} + \hbar\omega_0|e\rangle\langle e|. \quad (3.3)$$

Die Wechselwirkungsenergien $\hat{H}_{AL} = -\vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)$ und $\hat{H}_{AV} = -\vec{d} \cdot \vec{E}_V(\vec{r}, t)$ beschreiben einen Übergang in der elektrischen Dipolnäherung [2] mit Dipolmoment \vec{d} und dem Lichtfeld $\vec{E}(\vec{r}, t)$ bzw. Vakuumfeld $\vec{E}_V(\vec{r}, t)$. Der letzte Term in (3.2) kann als der Beitrag des kohärenten Lichtfeldes identifiziert werden.

Für die weiteren Berechnungen sollen nun zunächst einige Näherungen und Annahmen vorgenommen werden. Das Atom sei im Ortsraum auf einen Bereich kleiner als die optische Wellenlänge λ lokalisiert, d. h. $\Delta x \ll \lambda$. Aus der Heisenberg'schen Unschärferelation folgt, daß die Impulsunschärfe Δp des Atoms groß gegen den mit der Atom-Feld-Wechselwirkung verbundenen Impuls $\hbar k = h/\lambda$ ist. Der mit der Absorption bzw. Emission verbundene Impulsübertrag bleibt daher unberücksichtigt (Raman-Nath-Näherung [75]).

Die Atom-Vakuum-Wechselwirkung ist für den spontanen Zerfall des Atoms von $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ mit der Rate Γ verantwortlich. Für Zeiten $t \simeq \tau_p \ll \Gamma^{-1}$ ist dieser Beitrag klein und wird zunächst vernachlässigt. Das Lichtfeld sei in einem sogenannten kohärenten Glauberzustand [35], der durch die Wechselwirkung nicht verändert wird.

Die die Dynamik beschreibende reduzierte zeitabhängige Schrödingergleichung lautet mit diesen Vereinfachungen

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(\vec{r}, t)\rangle = (\hbar\omega_0|e\rangle\langle e| - \vec{d}\vec{E}(\vec{r}, t)) |\psi(\vec{r}, t)\rangle. \quad (3.4)$$

Der Zustandsvektor $|\psi(\vec{r}, t)\rangle$ läßt sich ausdrücken als Linearkombination der inneren Basisvektoren

$$|\psi(\vec{r}, t)\rangle = C_1(\vec{r}, t)|g\rangle + C_2(\vec{r}, t)|e\rangle, \quad (3.5)$$

mit den komplexwertigen Expansionskoeffizienten $C_1(\vec{r}, t)$ und $C_2(\vec{r}, t)$. Gleichung (3.4) dient als Bestimmungsgleichung für diese Koeffizienten,

$$i\hbar \begin{pmatrix} \dot{C}_1(\vec{r}, t) \\ \dot{C}_2(\vec{r}, t) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} H_{11} & H_{21} \\ H_{12} & H_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} C_1(\vec{r}, t) \\ C_2(\vec{r}, t) \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Um diese Gleichung zu lösen, muß jetzt noch der Wechselwirkungsterm ($\vec{d}\vec{E}$) in (3.4) evaluiert werden. Das Lichtfeld wird als

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2}\vec{\epsilon}\mathcal{E}(t)e^{-i\omega t + i\vec{k}\vec{r} + \phi} + c.c. \quad (3.7)$$

angesetzt, mit der Amplitudenfunktion $\mathcal{E}(t)$, der Polarisation $\vec{\epsilon}$, der (Zentral-)Frequenz ω , dem Wellenvektor \vec{k} und der Wellenphase ϕ . Für den Fall von z. B. rechtszirkularer Polarisation ($\vec{\epsilon} = (\vec{e}_x - i\vec{e}_y)/\sqrt{2}$) und eines reinen $\Delta m = 1$ -Übergangs (Rotating Wave Approximation) werden die nicht verschwindenden Matrixelemente

$$H_{21} = H_{12}^* = \frac{1}{2}\hbar\Omega(\vec{r}, t)e^{-i\omega t + i\vec{k}\vec{r} - i\phi}, \quad (3.8)$$

wobei die Rabifrequenz $\Omega(\vec{r}, t) = |\vec{d}\vec{\epsilon}|\mathcal{E}(\vec{r}, t)/\hbar$ eingeführt wurde. Man beachte, daß die Rabifrequenz über die Amplitudenfunktion $\mathcal{E}(\vec{r}, t)$ von der Zeit abhängt. In der Wechselwirkungsdarstellung nimmt die Gleichung (3.6) bei geeigneter Wahl der Phasenfaktoren der Expansionskoeffizienten für ein Atom im Ursprung die Form

$$\begin{pmatrix} \dot{C}_1(t) \\ \dot{C}_2(t) \end{pmatrix} = -\frac{i}{2} \begin{bmatrix} \Delta & \Omega(t) \\ \Omega(t) & -\Delta \end{bmatrix} \begin{pmatrix} C_1(t) \\ C_2(t) \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

an. $\Delta = \omega - \omega_A$ bezeichnet wie in Abschnitt 2.1.3 die Differenzfrequenz des Lichts und des atomaren Übergangs.

Die Integration von Gleichung (3.9) liefert die zeitliche Entwicklung der Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$. Diese kann numerisch näherungsweise immer berechnet werden, für spezielle Funktionen $\Omega(t)$ ist aber auch eine analytische Lösung möglich.

3.1.2 Rosen-Zener Pulse

Zu diesen gehören Lichtpulse, die, wie im Experiment benutzt, eine sekanthyperbolische Amplitudenfunktion $\mathcal{E}(t)$ besitzen [80],

$$\Omega(t) = \Omega_0 \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau_p}\right), \quad (3.10)$$

wobei Ω_0 die Rabifrequenz im Maximum ist. Eliminiert man $C_2(t)$ aus (3.9) bekommt man eine Differentialgleichung 2. Ordnung für $C_1(t)$. Führt man die Variablentransformation

$$x = \frac{1}{2}(1 + \tanh(t/\tau_p)) \quad (3.11)$$

durch, erhält man eine hypergeometrische Gleichung, deren Lösung mit der hypergeometrischen Funktion ${}_2F_1(a, b; c; x)$ [1] möglich ist [7]:

$$\begin{aligned} C_1(x) &= {}_2F_1(a, -a; c; x) C_1(0) \\ &\quad - i \frac{ax^{1-c}}{1-c} {}_2F_1(a-c+1, -a-c+1; 2-c; x) C_2(0) \\ C_2(x) &= -i \frac{ax^c}{c} {}_2F_1(c-a, c+a; 1+c; x) C_1(0) \\ &\quad + (1-x)^{1-c} {}_2F_1(a-c+1, -a-c+1; 1-c; x) C_2(0) \end{aligned} \quad (3.12)$$

Dabei ist bei einer Pulsfläche von

$$A = \int \Omega(t) dt = \pi \Omega_0 \tau_p, \quad (3.13)$$

$a = -b = \frac{\Omega_0 \tau_p}{2}$ sowie $c = \frac{1}{2} + i2\Delta\tau_p$. Insbesondere ist für große Zeiten $t \gg \tau_p$, d. h. ($x \rightarrow 1$), die Anregungswahrscheinlichkeit \mathcal{P} für ein Atom ursprünglich im Grundzustand:

$$\mathcal{P} = \operatorname{sech}^2(\pi\tau_p\Delta/2) \sin^2(A/2) \quad (3.14)$$

Die Gleichungen (3.12) und (3.14) beschreiben die Gesamtwirkung eines Pulses auf das Atom. Eine besondere Eigenschaft von Rosen-Zener-Pulsen ist die Faktorisierung von Verstimmung und Rabi-Frequenz. Für ein Atom im Grundzustand erhält man nach (3.14) die maximale Anregung **immer** für Pulsflächen von $A = (2n + 1)\pi$, n ganz, unabhängig von der Verstimmung Δ des Lichtfeldes bezüglich der atomaren Resonanz. Für Pulsflächen $A = 2n\pi$ befindet sich das Atom immer wieder vollständig im Grundzustand, ebenfalls unabhängig von der Verstimmung. Dies ist ein anderes Verhalten als die Lösung für ein kontinuierliches Feld ($\Omega(t) = \Omega_0$), bei der die größte Anregung von der verallgemeinerten Rabi-Frequenz ($\Omega_R = \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2}$) dominiert wird.

Δ taucht ausschließlich in Verbindung mit der Pulslänge auf und ist dabei bezogen auf die Fourier-Spektralbreite τ_p^{-1} . Das bedeutet, je kürzer der Puls bzw. je größer seine Frequenzbandbreite, desto geringer wird die Auswirkung einer Abweichung der Trägerfrequenz von der atomaren Resonanzfrequenz. Für $\Delta = 0$ vereinfacht sich (3.12) auf ein Oszillieren der Besetzung der beiden:

$$\begin{aligned} C_1(+\infty) &= C_1(-\infty) \cos(A/2) - i C_2(-\infty) \sin(A/2) \\ C_2(+\infty) &= C_2(-\infty) \cos(A/2) - i C_1(-\infty) \sin(A/2) \end{aligned} \quad (3.15)$$

Dieser Sachverhalt gilt unabhängig von der Pulsform für resonante Lichtpulse ($\Delta = 0$), wie Rosen und Zener [80] zeigen konnten. Die Länge der Pulse des verwendeten Lasers ist 30 ps (volle Halbwertsbreite), so daß $\tau_p \approx 30 \text{ ps}/1,76$ ist. Die Zentralfrequenz läßt sich mit einer Genauigkeit von etwa 100 MHz auf die Cäsiumresonanzlinie einstellen (siehe 2.2.2). Im folgenden wird daher von einer verschwindenden Verstimmung ausgegangen, da $\tau_p\Delta$ in der Größenordnung von 10^{-3} und damit der Fehler in der Bestimmung der Besetzung der Niveaus bei 10^{-6} liegt.

Zur Veranschaulichung der Entwicklung der inneren Zustände können die beiden komplexen Koeffizienten $C_1(t)$ und $C_2(t)$ auf den reellwertigen sogenannten Blochvektor $\mathcal{B} = (u, v, w)$ abgebildet werden:

$$\begin{aligned} u + iv &= 2C_2^* C_1 \\ w &= |C_2|^2 - |C_1|^2 \end{aligned} \quad (3.16)$$

Die Transformationsmatrix, die den Blochvektor vor und nach der Wirkung eines Lichtpulses verbindet, lautet mit Gleichung (3.12)

$$\begin{pmatrix} u(+\infty) \\ v(+\infty) \\ w(+\infty) \end{pmatrix} = A_p \begin{pmatrix} u(-\infty) \\ v(-\infty) \\ w(-\infty) \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

mit

$$A_p = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos A & \sin A \\ 0 & -\sin A & \cos A \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

3.1.3 Spontaner Zerfall und Lichtphase

In Kapitel 3.1.1 wurde die Atom-Vakuum-Wechselwirkung vernachlässigt. Die dissipative Kopplung des Atoms an die Moden des Vakuumfeldes drückt sich in einem spontanen Zerfall der Besetzung des angeregten Niveaus und der atomaren optischen Kohärenzen mit Γ bzw. $\Gamma/2$ aus [17]. Für die Dauer eines Lichtpulses ist die Vernachlässigung sicher gerechtfertigt. Interessiert man sich aber für die Entwicklung des Atoms über viele Pulse hinweg, muß der spontane Zerfall des angeregten Niveaus berücksichtigt werden. Im Blochvektorbild wird dies über

$$\begin{pmatrix} u(t+T) \\ v(t+T) \\ w(t+T) \end{pmatrix} = A_s \begin{pmatrix} u(t) \\ v(t) \\ w(t) \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

mit

$$A_s = \begin{bmatrix} e^{-\frac{\Gamma T}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & e^{-\frac{\Gamma T}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-\Gamma T} - \frac{1-e^{-\Gamma T}}{w(t)} \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

implementiert. Die spontane Emission führt außerdem dazu, daß das Atom sich nicht mehr in einem reinen Zustand befindet. In diesem Fall wird das Atom – oder ein Ensemble von Atomen – sinnvollerweise mit der Dichtematrix beschrieben, die den Erwartungswert der (jetzt statistisch gemittelten) Wahrscheinlichkeitsamplituden wiedergibt.

Bei der Herleitung von (3.9) konnten die Phasenfaktoren frei gewählt werden. Das Lichtfeld wurde als vollständig kohärent angenommen (s.a. 2.2.2), so daß die Phase in (3.8) auch für aufeinanderfolgende Pulse erhalten bleibt. Wird jedoch ein Puls in zwei Teilpulse aufgespalten, die bis zur Wechselwirkung mit dem Atom (bei $\vec{r} = 0$) unterschiedliche optische Wege zurücklegen, oder wechselwirkt derselbe Puls mehrere Male mit dem Atom, so tritt eine Phasendifferenz $\Delta\phi$ auf, die sich wegen $\Delta x \ll \lambda$ (siehe 3.1.1) auch in der Entwicklung der atomaren Zustände widerspiegelt. Für den Fall, daß der Lichtpuls z. B.

nach der Wechselwirkung mit dem Atom an einem Spiegel zurückreflektiert wird und nach einer Gesamtlaufstrecke von $2L$, mit dem Abstand L des Atoms vom Spiegel, erneut auf das Atom wirkt, ist $\Delta\phi = 2kL + \pi$. Der Faktor π entsteht durch den Phasensprung des elektrischen Feldes am Spiegel.

Formal kann diese Phase aber auch dem Blochvektor zugeschrieben werden. Anschaulich bedeutet dies, daß die Phasendifferenz einer Zeit (hier: $t = \frac{2Lk}{\omega} + \frac{\pi}{\omega}$) entspricht, in der der Blochvektor mit ω um die w -Achse rotiert. Der Phaseneffekt kann damit über

$$\begin{pmatrix} u(t, \Delta\phi) \\ v(t, \Delta\phi) \\ w(t, \Delta\phi) \end{pmatrix} = A_\phi \begin{pmatrix} u(t) \\ v(t) \\ w(t) \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

mit

$$A_\phi = \begin{bmatrix} \cos \Delta\phi & \sin \Delta\phi & 0 \\ -\sin \Delta\phi & \cos \Delta\phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.22)$$

berücksichtigt werden.

3.1.4 Gleichgewichtslösungen

Mit den Matrizen A_p , A_s und A_ϕ können nun beliebige Atom-Lichtpuls-Wechselwirkungskonfigurationen ausgewertet werden, solange $\Delta \ll \tau_p^{-1}$ und die gegenläufigen Pulse deutlich voneinander getrennt sind ($t_1 \gg \tau_p$). Von besonderem Interesse ist dabei der resultierende Impulsübertrag. Dieser wird aus der Änderung des Anregungsgrades $e(t) = \frac{1}{2}(w(t) + 1)$ berechnet:

$$\Delta P = (e(t + \tau_p) - e(t)) \hbar k. \quad (3.23)$$

Der Impulsübertrag infolge des spontanen Zerfalls verschwindet über viele Emissionen gemittelt, da die Emissionswahrscheinlichkeit eine gerade Funktion der Richtung ist ($W_{\hbar k} = W_{-\hbar k}$).

Wir betrachten im folgenden einen Pulszyklus wie er im Experiment zur Erzeugung der stimulierten Lichtkraft benutzt wurde im Blochvektorbild (siehe auch Abb. 3.1):

1. Wechselwirkung des Atoms mit einem Lichtpuls, der in positive ($+z$)-Richtung läuft:

$$\mathcal{B}_1 = A_p \mathcal{B}_0.$$

2. Freie Entwicklung des Atoms während der Zeit t_1 :

$$\mathcal{B}_2 = A_\phi A_s \mathcal{B}_1.$$

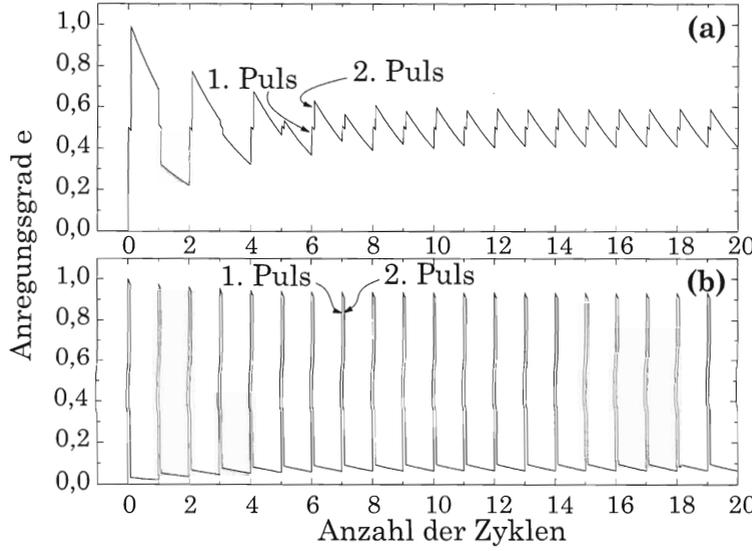


Abbildung 3.2. Entwicklung des Anregungsgrades e unter Einwirkung von kurzen Pulsen. Anfänglich ist das Atom im Grundzustand, die Differenzphase ist null, $t_1 = 1$ ns und die Pulsfläche ist in **a)** $\pi/2$ und in **b)** π .

3. Wechselwirkung des Atoms mit einem Lichtpuls, der in negative ($-z$)-Richtung läuft:

$$\mathcal{B}_3 = A_p \mathcal{B}_2.$$

4. Freie Entwicklung des Atoms während der Zeit $(T - t_1)$:

$$\mathcal{B}_4 = A_\phi A_s \mathcal{B}_3.$$

Nach dem letzten Punkt beginnt der Zyklus von Neuem, wobei $\mathcal{B}_0 \rightarrow \mathcal{B}_4, \mathcal{B}_1 \rightarrow \mathcal{B}_5$ usw.

Abbildung 3.2 zeigt eine Folge von Wechselwirkungszyklen für $\Delta\phi = 0$ und $A = \pi/2$ bzw. $A = \pi$. Es fällt auf, daß sich der Anregungsgrad nach einer kurzen Einschwingphase mit jedem Zyklus reproduziert. Dieses Verhalten hat Temkin [89] ebenfalls bei seiner Analyse von Rechteckpulsen aus einer Richtung beobachtet. Nehmen wir an, die Pulsfläche sei $A = \pi$ und das Atom sei vor dem ersten Zyklus im Anregungszustand e_0 . Außerdem habe die Differenzphase $\Delta\phi$ den Wert null. Dann ist nach Anwendung der vier Matrizen nach einem Pulszyklus

$$e_4 = (1 - e^{-\Gamma t_1} + e^{-\Gamma t_1} e_0) e^{-\Gamma(T-t_1)}. \quad (3.24)$$

Im Gleichgewicht, also wenn sich die Besetzung mit jedem Pulszyklus wiederholt, ist $e_4 = e_0$ mit der Lösung

$$\bar{e}_0 = \frac{e^{-\Gamma(T-t_1)} (e^{-\Gamma t_1} - 1)}{e^{-\Gamma T} - 1}, \quad (3.25)$$

die unabhängig vom ursprünglich angenommenen Angrad vor dem ersten Zyklus ist. Für den mittleren Impulsübertrag pro Zyklus im Gleichgewicht folgt:

$$\begin{aligned} \frac{\overline{\Delta P}}{\text{Zyklus}} &= [(\bar{e}_1 - \bar{e}_0) - (\bar{e}_3 - \bar{e}_2)] \hbar k \\ &= 2 \frac{e^{-\Gamma(T-t_1)} e^{-\Gamma t_1}}{e^{-\Gamma T} - 1} \hbar k \\ &\approx (2 - \frac{4t_1}{T}) \hbar k \quad , \text{ für } T \ll \Gamma^{-1}. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Der Impulsübertrag variiert bei hohen Repetitionsraten der Laserpulse linear mit dem Abstand zweier aufeinanderfolgender Pulse.

Es sei an dieser Stelle auf die besondere Rolle der spontanen Emission hingewiesen. Gleichung (3.24) macht deutlich, daß ohne sie ($\Gamma = 0$) keine von den Anfangsbedingungen unabhängige Lösung für \bar{e}_0 existiert. Auch für andere Szenarien ($A \neq \pi$; $\Delta\phi$ beliebig) läßt sich keine solche Lösung angeben, da die Wechselwirkung aus reinen Drehungen des Blochvektors um zwei Achsen besteht. Die Lösung dieser linearen Abbildung muß von den Anfangsbedingungen abhängen. Unter Idealbedingungen, also bei einer Pulsfläche von genau $A = \pi$ und Wechselwirkung mit einem Atom ursprünglich im Grundzustand, tritt die auf Seite 37 und in Abbildung 3.1 beschriebene stimulierte Lichtkraft auch ohne spontane Emissionen auf. Weicht die Pulsfläche jedoch nur geringfügig vom Idealwert ab, befindet sich das Atom schon nach einem Zyklus nicht mehr vollständig im Grundzustand und der Impulsübertrag wird entsprechend geringer. Propagiert man das System über viele Pulszyklen hinweg, verschwindet der übertragene Gesamtimpuls.

Mit Auftreten des spontanen Zerfalls präpariert sich das System jedoch selbst, so daß es nach wenigen Zyklen unabhängig von dem anfänglichen Atomzustand wird. Anschaulich kann dieses Verhalten so interpretiert werden, daß durch eine irreversible spontane Emission die Entwicklungen der atomaren Zustände von denen vor der Emission entkoppeln und die Gleichgewichtslösung die mittlere Entwicklung innerhalb der Halbwertszeit (Γ^{-1}) widerspiegelt. Im Oszillatormodell bewirkt der spontane Zerfall eine Dämpfung des resonant getriebenen Systems mit der Zeitkonstanten Γ^{-1} , so daß \bar{B} das Gleichgewicht aus Anregung und Dämpfung beschreibt. Dieser Effekt wird illustriert, wenn man die Abweichung der Besetzung vom Gleichgewichtswert aus Abbildung 3.2a aufträgt (siehe Abb. 3.3), die mit $e^{-\Gamma t}$ abnimmt.

Erst der spontane Zerfall gibt dem Atom über Terme der Art $e^{-\Gamma t}$ die Information, welcher Puls „zuerst“ kommt. Dadurch wird die Zeitsymmetrie gebrochen und es kann ein mittlerer Impulsübertrag in eine Richtung erfolgen. Folgerichtig verschwindet der mittlere Impulsübertrag in (3.26) für $t_1 = T - t_1 = T/2$.

Der maximale Impulsübertrag von $\frac{\Delta P}{\text{Zyklus}} = \pm 2\hbar k$ tritt für $t_1 \rightarrow 0$, bzw. für $t_1 \rightarrow T$ auf. Die daraus folgende maximale Kraft

$$F_{\text{max}} = \pm \frac{2\hbar k}{T} \quad (3.27)$$

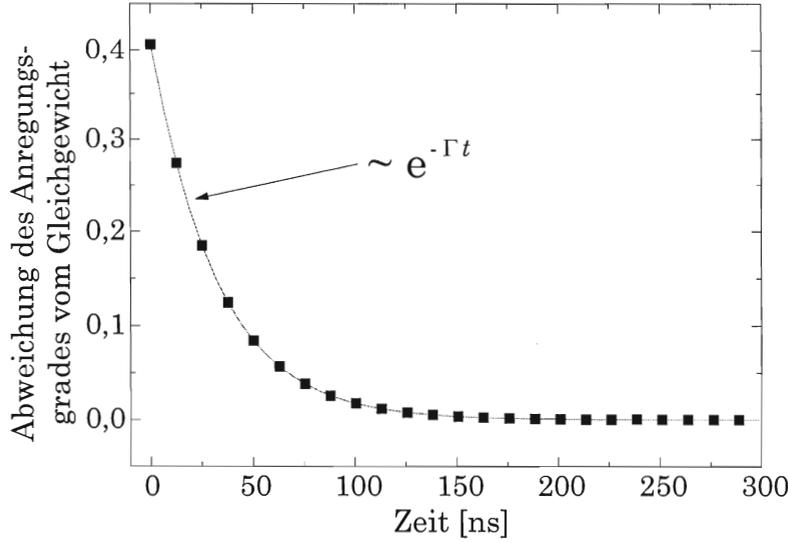


Abbildung 3.3. Abweichung des Anregungsgrades vom Gleichgewichtszustand aus Abbildung 3.2a jeweils vor einem neuen Zyklus. Die Entwicklung zum Gleichgewichtszustand findet exponentiell mit der Lebensdauer des angeregten Niveaus von Cäsium ($\Gamma^{-1} = 30,4$ ns statt).

ist unabhängig von der Lebensdauer des angeregten Niveaus und im wesentlichen begrenzt durch die (technisch bedingte) Repetitionsrate T^{-1} der Laserpulse. Im Verhältnis zur spontanen Lichtkraft $F_{\text{spon}} = \hbar k \Gamma / 2$ sind bis zu

$$\frac{F_{\text{max}}}{F_{\text{spon}}} = \frac{2\hbar k}{T} \frac{2}{\hbar k \Gamma} = \frac{4}{T\Gamma} \quad (3.28)$$

größere Kräfte möglich. Für die experimentellen Parameter ($T = 12,5$ ns, $\Gamma = 2\pi \cdot 5,22$ MHz) ist $F_{\text{max}} \approx 10F_{\text{spon}}$.

Auch für beliebige Konfigurationen kann die Gleichgewichtslösung analytisch berechnet werden. Da die einzelnen Komponenten von \mathcal{B} miteinander koppeln, muß die Gleichgewichtslage für sie simultan gelöst werden. Abbildung 3.4 zeigt den Impulsübertrag in Abhängigkeit von $\Delta\phi$ und A (in Einheiten von π) für $t_1 \approx \frac{T}{12}$, $T \approx (3\Gamma)^{-1}$. Ein signifikanter Impulsübertrag entsteht nicht nur, wie bei der Beschreibung des Prinzips der stimulierten Lichtkraft zunächst angenommen, bei der Anwendung von π -Pulsen, sondern über einen großen Bereich von Pulsflächen. Dieses Verhalten ist eine direkte Folge der oben beschriebenen Selbstpräparation des Systems und mindert die Anforderungen, die an die Lichtpulse gestellt werden müssen. Es macht den Einsatz dieses Verfahrens robust gegen Intensitätsvariationen und Phasenfluktuationen des Lichtfeldes.

Um bei Anwendungen in der Atominterferometrie [102] spontane Emissionsprozesse noch stärker zu unterdrücken, muß das transversale Strahlprofil einer Rechteckform nahe kommen. Neben der Möglichkeit mit Blenden die Flügel der Gauß'schen Verteilung abzu-

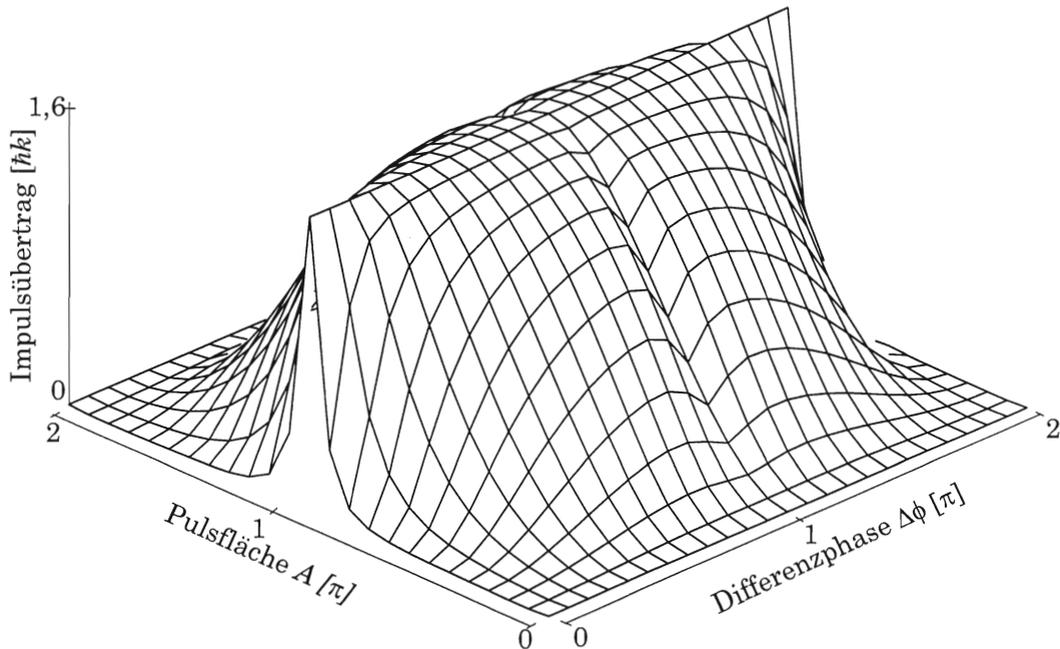


Abbildung 3.4. Mittlerer Impulsübertrag pro Zyklus als Funktion der Differenzphase der beiden Lichtpulse und der Pulsfläche jeweils in Einheiten von π . Die anderen Parameter sind entsprechend einer typischen experimentellen Situation gewählt worden ($t_1 = 1 \text{ ns} \approx T/12$).

schneiden kann die sogenannte „Self-induced transparency“ ausgenutzt werden [59]. Kurze Pulse, die ein absorbierendes Medium passieren, werden so lange geschwächt, bis ihre Pulsfläche ein Vielfaches von 2π beträgt. Bei dieser Fläche befinden sich stimulierte Absorption und Emission im Gleichgewicht und der Puls kann ungeschwächt propagieren. Für einen Gauß’schen Strahl mit einer Maximalintensität, die einer Pulsfläche von über 2π entspricht, bedeutet dies, daß die Flügel des Strahlprofils, in denen die Pulsfläche unterhalb von 2π liegt, absorbiert werden, der zentrale Bereich aber mit einer konstanten Pulsfläche von 2π transmittiert wird. Newbold und Salamo konnten zeigen, daß dieser Effekt auch bei großen Wiederholungsraten in einem relaxierenden Medium auftritt [69]. Nach der Transmission der kurzen Pulse durch eine Gaszelle stehen damit Pulse mit einer Fläche von 2π zur Verfügung, die aufgespalten, abgeschwächt und von unterschiedlichen Seiten als π -Pulse auf die Atome wirken können, so daß spontane kohärenzzerstörende Emissionen stark unterdrückt werden können.

3.2 Experimentelle Untersuchungen

Die Eigenschaften der stimulierten Lichtkraft wurden in einer Reihe von Experimenten untersucht. Als Observable dient dabei der Impuls, den das gepulste Lichtfeld auf die Atome

überträgt. Die Geschwindigkeit der Atome wurde mit der Zeeman-Methode verringert und so die Wechselwirkungszeit mit dem Lichtfeld erhöht. Gleichzeitig wird die Geschwindigkeitsbreite des Atomstrahls beim Abbremsen reduziert und damit auch die Steuerung der Wechselwirkungszeit (s.a. 2.1.3). Die mittlere Geschwindigkeit kann zwischen 50 m/s und 100 m/s variiert werden. Der Durchmesser des Atomstrahls wird mit einer Blende, die für den Kühllaser nahezu transparent ist (PMMA, 85% Transmission bei 852 nm), auf die Ausdehnung des gepulsten Lichtstrahls reduziert. Abbildung 3.5 zeigt schematisch die verwendeten Wechselwirkungskonfigurationen.

Der gepulste Laserstrahl wird von entgegengesetzten Seiten transversal zum Atomstrahl geführt. $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen sorgen für ein zirkular polarisiertes Lichtfeld, das zusammen mit einem kollinearen Magnetfeld ($B \approx 30$ Gauß) atomare $\Delta m = 1$ -Übergänge induziert.

Der Nachweis des Atomstrahls findet 400 mm hinter der Wechselwirkungszone durch Detektion von laserinduzierter Fluoreszenz mit einer bildverstärkten CCD-Kamera statt. Die Atome werden unter einem Winkel von 50° angeregt, um über den geschwindigkeitsselektiven Nachweis das Untergrundsignal von nicht gebremsten, thermischen Atomen zu reduzieren. Gleichzeitig läßt sich aus der Verstimmung des Nachweislasers die mittlere Geschwindigkeit der gebremsten Atome bis auf $\Delta v = \pm 7$ m/s genau bestimmen.

3.2.1 Intensitätsabhängigkeit

Stimulierte Lichtkraft

Die Existenz der stimulierten Lichtkraft wird in einem Atomstrahlablenkexperiment verifiziert und ihr Verhalten bezüglich der Laserintensität untersucht. Um möglichst große Pulsflächen zu erreichen, wird der Laserstrahl mit einer Linse ($f = 300$ mm) fokussiert und die gesamte Leistung von einer Seite eingestrahlt. An einem gekrümmten Spiegel ($r = 500$ mm) wird er wieder in sich zurückreflektiert, um erneut, diesmal von der anderen Seite, auf den Atomstrahl zu treffen (siehe Abb. 3.1a). Dies ist der von Friedmann und Wilson vorgeschlagene Aufbau [31]. Der Spiegel ist im Abstand von 330 mm so positioniert, daß sich die Fokuse von hin- und rücklaufendem Strahl genau überlagern, was zu einem Strahldurchmesser von $w = (0,65 \pm 0,05)$ mm auf der Atomstrahlachse führt. Der zeitliche Abstand der beiden Pulse beträgt damit $t_1 \approx 2,2$ ns. Die Pulsleistung kann kontinuierlich über ein $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen mit nachfolgendem Linearpolarisator eingestellt werden.

Für unterschiedliche Laserleistungen werden Atomstrahlprofile wie oben beschrieben mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Durch den Vergleich der Profile mit dem Atomstrahlprofil ohne Einstrahlung des gepulsten Lichtfeldes kann auf den Impulsübertrag durch die kurzen Pulse zurückgeschlossen werden.

Die Verschiebung eines idealisierten punktförmigen Atomstrahls der longitudinalen Geschwindigkeit \bar{v}_\parallel durch einen transversalen Impulsübertrag $P_\perp = m\bar{v}_\perp$ im Abstand L von

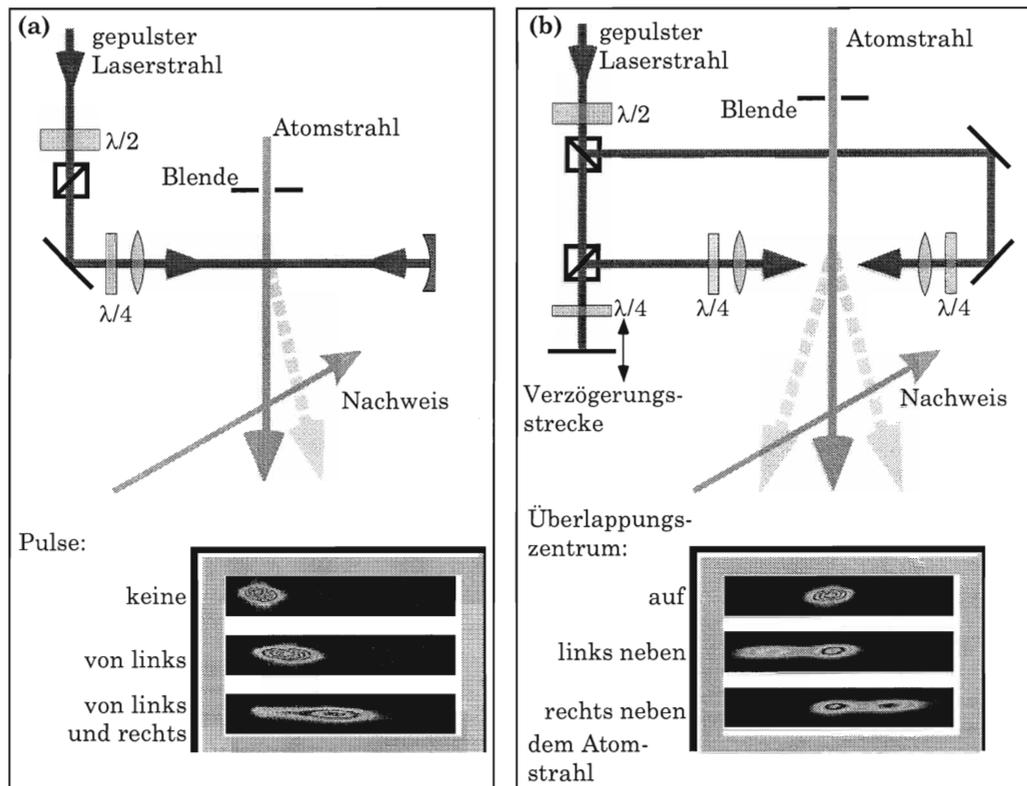


Abbildung 3.5. Schematische Darstellung der Lichtpuls-Atom-Wechselwirkungskonfigurationen. Die Bildschirme zeigen CCD-Aufnahmen der Atomstrahlen.
(a) Aufbau für die Experimente zur Intensitätsabhängigkeit. Der gepulste Laserstrahl wird nach der Wechselwirkung mit dem Atomstrahl an einem gekrümmten Spiegel in sich zurückreflektiert.
(b) Aufbau für die Experimente zur Ortsabhängigkeit. Nachdem der gepulste Laserstrahl an einem Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgespalten wurde, kann das zeitliche Eintreffen der gegenläufigen Pulse am Atomstrahl über eine variable Verzögerungsstrecke verändert werden.

der (kurzen) Wechselwirkungszone ist

$$x = \frac{\bar{v}_\perp L}{\bar{v}_\parallel} = \frac{\alpha L}{\bar{v}_\parallel^2}. \quad (3.29)$$

Dabei wurde vorausgesetzt, daß die von den Atomen aufgenommene transversale Geschwindigkeit proportional zur Wechselwirkungszeit der Atome mit dem Lichtfeld ist und damit umgekehrt proportional zur longitudinalen atomaren Geschwindigkeit ist:

$$v_\perp = \frac{\alpha}{v_\parallel}. \quad (3.30)$$

Die Proportionalitätskonstante α kann als integrale Beschleunigung über die Wechselwirkungszone $\int a dx$ identifiziert werden. Ist der Atomstrahl nicht monochromatisch muß die unterschiedliche Ablenkung für verschiedene Geschwindigkeiten berücksichtigt werden. Eine longitudinale Gauß'sche Geschwindigkeitsverteilung $f(v_\parallel) dv_\parallel$ transformiert sich dabei in eine räumliche Dichteverteilung

$$\begin{aligned} f(v_\parallel) dv_\parallel &= \frac{e^{-(v_\parallel - \bar{v}_\parallel)^2 / 2v_\sigma^2}}{\sqrt{2\pi v_\sigma^2}} dv_\parallel \\ \rightarrow f(x) dx &= x^{-3/2} e^{-(\sqrt{\alpha L/x} - \bar{v}_\parallel)^2 / (2v_\sigma^2)} \sqrt{\frac{\alpha L}{8\pi v_\sigma^2}} dx. \end{aligned} \quad (3.31)$$

Der als punktförmig angenommenen Atomstrahl ist durch die Geschwindigkeitsverteilung nun im Ortsraum ausgedehnt. Das Maximum der sich in der Nachweiszone ergebenden räumlichen Verteilung wird durch Differenzieren von (3.31) bestimmt:

$$x_{\max} = \alpha L / \tilde{v}_\parallel^2. \quad (3.32)$$

Die effektive longitudinale Geschwindigkeit

$$\tilde{v}_\parallel^2 = \frac{1}{2} \bar{v}_\parallel^2 \left[1 + \sqrt{1 + \frac{12v_\sigma^2}{\bar{v}_\parallel^2}} \right] + 3v_\sigma^2 \quad (3.33)$$

ist für die experimentellen Werte ($\bar{v}_\parallel = 66$ m/s, $v_\sigma = 7$ m/s) etwa $\tilde{v}_\parallel = 1,03 \cdot \bar{v}_\parallel$.

Für einen schon vor der Wechselwirkung ausgedehnten Atomstrahl kann die räumliche Verteilung durch Faltung von (3.31) mit dem transversalen Strahlprofil numerisch berücksichtigt werden. Aufgrund der Asymmetrie von $f(x)$ führt dies zu einer weiteren Verschiebung des Maximums. Da im Experiment ein gekühlter Atomstrahl mit $v_\sigma \ll \bar{v}_\parallel$ verwendet wird, ist diese unterhalb der Auflösung und wird daher vernachlässigt.

Mit (3.32) kann α aus der Messung von x_{\max} und damit

$$P_\perp = \frac{m\alpha}{\bar{v}_\parallel} \quad (3.34)$$

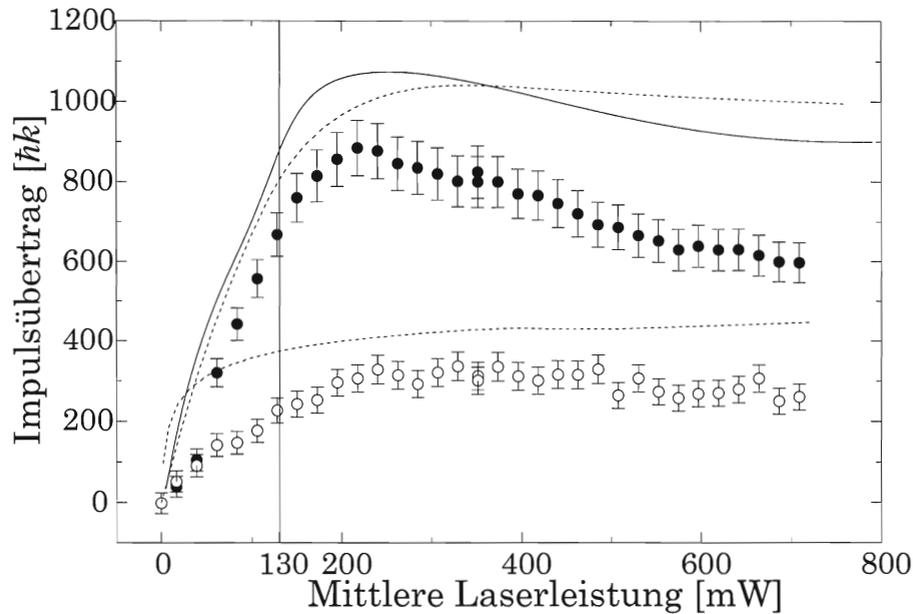


Abbildung 3.6. Mittlerer Impulsübertrag auf Atome mit einer Geschwindigkeit von $\bar{v}_i = 66$ m/s.

Offene Kreise: Lichtpulse nur aus einer Richtung, spontane Lichtkraft.

Volle Kreise: Gegenläufige Lichtpulse, stimulierte Lichtkraft.

Durchgezogene Linie: Theoretischer Impulsübertrag über numerische Trajektorienberechnung [11].

Unterbrochene Linie: Theoretischer Impulsübertrag für die Gleichgewichtslösung (oben: stimuliert, unten: spontan).

Vertikale Linie: Leistung bei der erstmals π -Puls-Intensität im Zentrum des Gauß'schen Laserstrahlprofils erreicht wird.

bestimmt werden. Der so aus den Meßdaten ermittelte transversale Impulsübertrag auf Atome der Geschwindigkeit \bar{v}_i ist in Abbildung 3.6 für verschiedene Laserleistungen aufgetragen. Die offenen Kreise zeigen den Impulsübertrag, der durch spontane Lichtkraft entsteht wenn der rücklaufende Strahl geblockt ist. Das für die Spontankraft typische Sättigungsverhalten ist deutlich zu erkennen. Wird der Atomstrahl von beiden Seiten bestrahlt (ausgefüllte Kreise) übertrifft der Impulsübertrag den des spontanen Falls ab einer Leistung von etwa 50 mW. Dies ist ein direkter Beweis für die stimulierte Lichtkraft, da sich die Spontankräfte für gegenläufige Lichtstrahlen kompensieren. Der Verlauf und auch das Verhältnis von stimuliertem zu spontanem Impulsübertrag sind vergleichbar mit den von Nölle et al. [70] und Goepfert et al. [37] an thermischen Atomstrahlen gefundenen Ergebnissen. Die dominierende Fehlerquelle bei der Bestimmung des transversalen Impulsübertrags ist die Unsicherheit in der longitudinalen Geschwindigkeit. Der daraus resultierende Fehler ist mit eingezeichnet.

Für den Vergleich der experimentellen Daten mit theoretischen Vorhersagen kann die

im vorigen Abschnitt entwickelte Theorie zur Modellierung der experimentellen Situation herangezogen werden. Auf ihrem Weg in x -Richtung durch den Laserstrahl ($\vec{k} = k \cdot \vec{e}_z$) erfahren die Atome aufgrund des Gauß'schen Laserstrahlprofils

$$\bar{I}(x, y) = \frac{2\bar{P}}{\pi w^2} e^{-2(x^2+y^2)/w^2} \quad (3.35)$$

unterschiedliche Lichtintensitäten und Pulsflächen. Die Pulsfläche ist dabei mit (3.13), (3.10) und

$$\Omega_0^2 = \frac{3\lambda^3 \Gamma T}{2\pi \hbar c 2\tau_p} \bar{I} \quad (3.36)$$

mit der mittleren Laserintensität verknüpft über

$$\begin{aligned} A &= \pi \sqrt{\bar{I} \frac{3\lambda^3 \Gamma T \tau_p}{4\pi \hbar c}} \\ &= \pi \sqrt{\frac{\bar{I}}{\bar{I}_\pi}} \end{aligned} \quad (3.37)$$

Für die experimentellen Parameter ist die mittlere Intensität bei einer Pulsfläche von π gleich $\bar{I}_\pi = 19,3 \text{ W/cm}^2$.

Die Ausdehnung des Atomstrahls ist sehr viel größer als λ . Deshalb sind die Differenzphasen zwischen hin- und rücklaufendem Strahl aufgrund der unterschiedlichen Atom-Spiegel-Entfernungen statistisch verteilt. Zu berücksichtigen ist außerdem das durch die Blende vorgegebene vertikale Atomstrahlprofil. I. Bloch [11] hat den mittleren Impulsübertrag numerisch durch Anwendung der optischen Bloch-Gleichungen und Mittelung über viele Trajektorien bei unterschiedlicher Phasenlage unter Berücksichtigung von transversalen Geschwindigkeiten berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.6 als durchgezogene Linie zu sehen.

In Kapitel 3.1.4 wurden die Gleichgewichtslösungen, die nach wenigen Zyklen erreicht werden, vorgestellt. Damit sie anwendbar sind, darf sich die Differenzphase und die Pulsfläche nicht zu schnell ändern, d. h. $1 \gg \delta(\Delta\phi) = 2kTv_\perp \approx 0,1$ und $1 \gg \delta A = 2v_\perp T \sqrt{\bar{P}\pi/I_\pi w^4} e \approx 0,01$, bei einer mittleren transversalen Geschwindigkeit im Strahl von $v_\perp \approx 0,5 \text{ m/s}$ und $\bar{P} = 0,8 \text{ W}$. Da sich die transversale Geschwindigkeit der Atome durch die Wechselwirkung mit dem Lichtfeld verändert, wird die Bedingung für die Differenzphase mit zunehmender Wechselwirkungszeit allerdings schlechter erfüllt sein. Die statistische Mittelung über alle Differenzphasen (siehe Abb. 3.4) liefert einen annähernd linearen Abfall vom maximalen Impulsübertrag (bei Pulsfläche π), wie in Abbildung 3.7 zu sehen ist. Der damit berechnete Impulsübertrag ist als gepunktete Linie ebenfalls in Abbildung 3.6 eingezeichnet und zeigt eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten und den simulierten Trajektorien von Bloch.

Es ist also anzunehmen, daß sich die Atome tatsächlich adiabatisch durch das Lichtfeld bewegen und die Entwicklung der inneren Zustände den Gleichgewichtslösungen folgt.

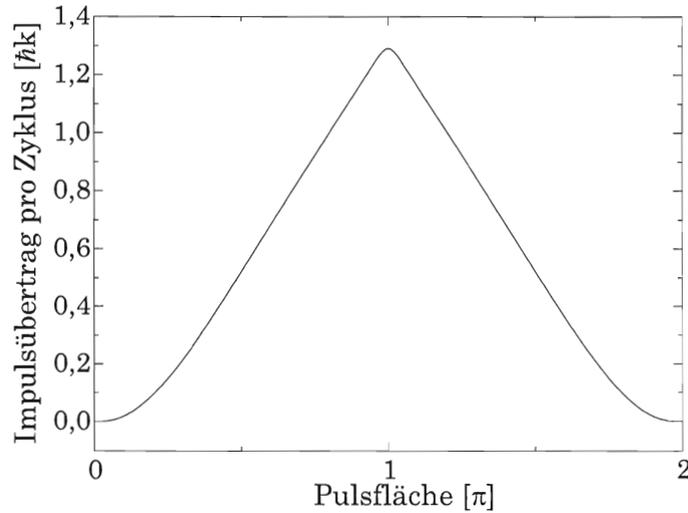


Abbildung 3.7. Statistische Mittelung der Gleichgewichtslösungen über die Differenzphase für $t_1 = 2,2$ ns. Der Impulsübertrag im Maximum bei $A = \pi$ fällt ungefähr linear mit der Pulsfläche ab: $P_{\max} - \Delta P \sim |\pi - A|$.

Die theoretische Beschreibung ist wenig sensitiv weder auf ein Ungleichgewicht der Leistung von hin- und rücklaufendem Puls noch auf kleine Abweichungen der Überlagerung der Lichtstrahlen. Im Rahmen der Unsicherheit bei der Bestimmung der relevanten experimentellen Parameter liegen die Änderungen in dem berechneten Impulsübertrag im Bereich von 1 %. Der Fehler, der der Größe des Laserstrahldurchmessers anhaftet, führt jedoch zu Änderungen in der Größenordnung von über 10 %.

Der Abfall des Impulsübertrags bei hohen Laserleistungen ist bei beiden theoretischen Beschreibungen weniger signifikant als im Experiment. Dies ist vermutlich auf die Mehrniveaustuktur des Cäsiumatoms zurückzuführen. Kleine Abweichungen von der zirkularen Polarisation des Lichtfeldes, sowie leichte Verkippungen der Quantisierungsachse z. B. durch Streufelder des Zeeman-Magneten lassen auch Übergänge mit $\Delta m_F \neq 1$ zu. Da die Rabi-Frequenz und folglich auch die Pulsfläche für diese Übergänge klein sind, werden diese umso stärker getrieben, je größer die Lichtleistung ist (siehe dazu auch den ansteigenden mittleren Anregungsgrad für kleine Pulsflächen in Abbildung 3.8). Eine „Fehlanregung“ bewirkt ein Ausbrechen des Atoms aus dem 2-Niveau-Schema und eine Verminderung der ausgeübten Kraft. Gestützt wird diese Interpretation durch die Beobachtung einer signifikanten Abnahme des stimulierten Impulsübertrags bei Entfernung des zur Definition der Quantisierungsachse dienenden kollinearen Magnetfeldes.

Spontane Lichtkraft

Die Anwendung von kurzen Pulsen von einer Seite ruft eine Ablenkung in $(+z)$ -Richtung des Laserstrahls hervor (vgl. Abb. 3.6). Das Lichtfeld koppelt nur die Impulszustände p und

$p + \hbar k$. Da der Zustand mit $p + \hbar k$ jedoch mit dem angeregten Zustand assoziiert ist, ermöglicht die spontane Emission im Mittel eine Änderung des transversalen Impulses, die direkt proportional zur Anzahl der spontan gestreuten Photonen ist, die ihrerseits proportional zum mittleren Anregungsgrad steigt.

Dies unterscheidet die Spontankraft mit kurzen Pulsen deutlich von der stimulierten Kraft. Während dort der Impulsübertrag maximal wird, wenn der Anregungsgrad gemittelt über einen Zyklus $((e_1 t_1 + e_3(T - t_1))/T)$ verschwindet ($\bar{e} \rightarrow 0$), wird bei der Spontankraft das Maximum für

$$\bar{e} \rightarrow \frac{1}{2} \quad (3.38)$$

erreicht. Auf der anderen Seite ist für $\bar{e} = 0$ die Spontankraft und für $\bar{e} = \frac{1}{2}$ die stimulierte Kraft null. Dieses gegensätzliche Verhalten bezüglich des mittleren Anregungsgrades ist für den Abfall des stimulierten Impulsübertrags mit steigendem Pulsabstand t_1 und bei Pulsflächen ungleich π verantwortlich (siehe z. B. Abb. 3.7 und Abb. 3.9).

Die Wirkung eines Pulszuges aus einer Richtung ist theoretisch bereits ausgiebig diskutiert worden [15, 32, 50, 62, 89, 94]. Der mittlere Anregungsgrad in der auch hier auftretenden Gleichgewichtslage ist nach Krüger¹ [50] mit $x = e^{-\Gamma T/2}$

$$\bar{e} = \frac{1}{2\Gamma T} (1 - x^2) \frac{1 - \cos(A)}{x^2 - x(1 - \cos(A)) + 1} \quad (3.39)$$

$$\approx \frac{1}{2} + \mathcal{O}((\Gamma T)^3) \quad , \text{ für } \Gamma T/2 \ll 1. \quad (3.40)$$

Ist der spontane Zerfall langsam gegen die Pulsrepetitionsrate (T^{-1}), so nähert sich die Lösung einer Stufenfunktion und wird unabhängig von der Pulsfläche. Dies ist dem Sättigungsverhalten bei der Wechselwirkung eines Atoms mit einem kontinuierlichen Laser ähnlich. Wird bei konstanter Pulsfläche der Pulsabstand verkleinert, wächst die auf das Atom wirkende mittlere Intensität, so daß bereits bei kleinen Pulsflächen der Übergang gesättigt ist. Die Analogie endet jedoch, wenn man das Verhalten für eine Erhöhung der mittleren Intensität durch das Ansteigen der Pulsfläche betrachtet. Im Falle von kurzen Pulsen ist der mittlere Anregungsgrad bei konstant gehaltener Repetitionsrate keine monoton wachsende Funktion von A .

Für die experimentellen Parameter ist der erwartete mittlere Anregungsgrad in Abbildung 3.8 aufgetragen. Der maximale Anregungsgrad von $\bar{e}_{\max} = 0,493$ ist bereits 99 % des theoretisch erreichbaren. Ähnliches gilt auch bei der Mittelung über alle Pulsflächen, wo der mittlere Anregungsgrad mit 0,43 bei etwa 86 % des Optimums liegt, so daß eine Verringerung von T nur eine geringe Erhöhung der Spontankraft bewirkt. In Abbildung 3.6 ist der damit berechnete Impulsübertrag auf den Atomstrahl mit eingezeichnet. Die Wirkung eines Pulszuges aus einer Richtung auf das Anregungsspektrum eines Zwei-Niveau-Atoms ist experimentell außerdem von Krüger für Natrium untersucht worden [49, 51] und zeigt ebenso eine gute Übereinstimmung mit der die Gleichgewichtslage beschreibenden Theorie.

¹Die folgende Gleichung ist die korrigierte Formel (52) aus [50]

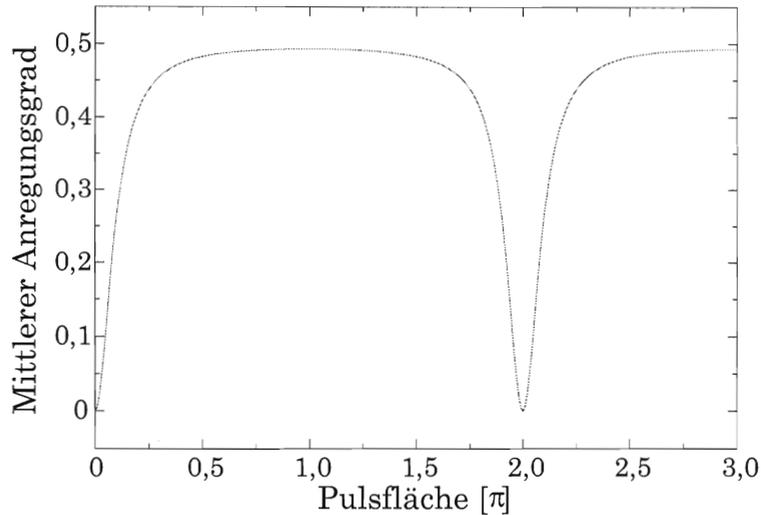


Abbildung 3.8. Über den Pulsabstand $T = 12,5$ ns gemittelter Anregungsgrad (\bar{e}) für die Gleichgewichtslage bei einseitig wirkenden Pulsen als Funktion der Pulsfläche in Einheiten von π .

3.2.2 Ortsabhängigkeit

Die stimulierte Lichtkraft mit kurzen Pulsen hängt von t_1 bzw. $T - t_1$ ab (s. Gl. 3.26). Dieser zeitliche Abstand zweier gegenläufiger Pulse entspricht einer Strecke $2z_c = t_1 * c$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist und z_c die Position bezüglich der Atomstrahlachse angibt, an der die Pulse zeitlich und räumlich überlappen. Bei den Messungen zur Intensitätsabhängigkeit traf das Überlappungszentrum mit der Spiegeloberfläche zusammen ($z_c = 330$ mm).

Das Verhalten der stimulierten Lichtkraft für unterschiedliche Zeitabstände der Pulse wird mit dem in Abbildung 3.5b dargestellten Aufbau untersucht. Der gepulste Laserstrahl wird an einem Polarisationsstrahlteiler aufgespalten und von entgegengesetzten Seiten zum Atomstrahl geführt. Das Verhältnis der Leistung in den beiden Strahlarmen kann über eine Drehung der linearen Polarisation mit einem $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen vor dem Strahlteiler eingestellt werden. Damit wird die Leistung der geteilten Strahlen in der Wechselwirkungszone abgeglichen.

In einem Strahlarm befindet sich eine Verzögerungsstrecke, mit der der Ort, an dem sich die gegenläufigen Pulse überlappen, verschoben werden kann, so daß dabei t_1 variiert. Das zweimalige Durchlaufen des $\lambda/4$ -Plättchens in der Verzögerungsstrecke bewirkt eine Drehung der linearen Polarisation um 90° , wodurch das Licht an dem zweiten Polarisationsstrahlteiler reflektiert wird. Der bewegliche Spiegel ist auf einem Mikrometerverschiebetisch montiert, um sehr kleine Positionsänderungen der Überlappungszone vornehmen zu können. Der Tisch wiederum ist auf einer optischen Bank angebracht, die einen Variationsbereich von über einem halben Meter möglich macht. Eine Verschiebung des beweglichen Spiegels um δz erzeugt eine ebenso große Änderung des Überlappungsortes.

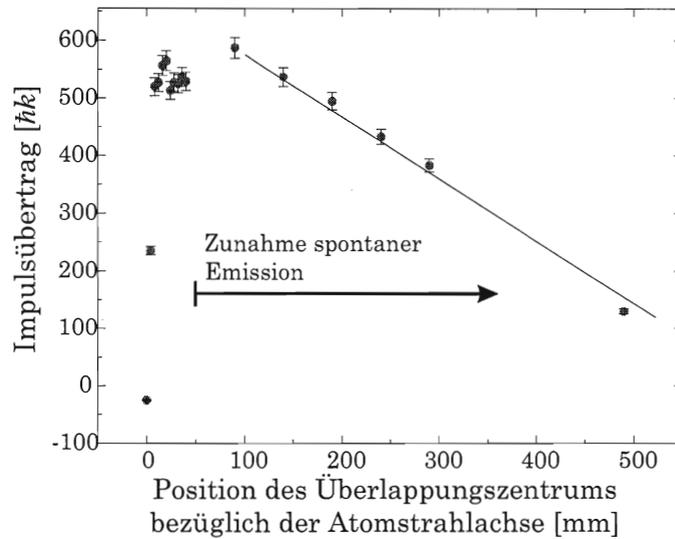


Abbildung 3.9. Mittlerer Impulsübertrag für verschiedene Entfernungen des Überlappungszentrums von der Atomstrahlachse bei einer mittleren atomaren Geschwindigkeit von $\bar{v}_{||} = 78$ m/s. Der zeitliche Abstand zweier Pulse eines Zyklus berechnet sich aus $t_1 = 2z_c/c$ und ist maximal $t_{1,\max} = 3,3$ ns.

Um die Strahlintensität zu erhöhen, wird der Laserstrahl mit zwei Linsen ($f = 300$ mm) fokussiert. Die Größe der Strahlen auf der Atomstrahlachse beträgt ($1/e^2$ -Abfall) $w = (0,5 \pm 0,05)$ mm. Der Nachweis des Atomstrahls und die Berechnung des Impulsübertrags bei einer mittleren longitudinalen atomaren Geschwindigkeit von $\bar{v}_{||} = 78$ m/s erfolgt wie in den vorherigen Abschnitten beschrieben.

Ablenkung

Zunächst wird ein Abstand der Überlappungszone gewählt, wie er im Kapitel zur Messung der Intensitätsabhängigkeit verwendet wurde. Die Leistung der beiden Teilstrahlen am Atomstrahl wird auf eine möglichst große Ablenkung eingestellt ($P = 152$ mW). Danach wird ausgehend vom experimentell maximal möglichen Wert ($z_c = 500$ mm) der Abstand schrittweise verringert. Bei jedem Schritt wird der abgelenkte Atomstrahl mit der CCD-Kamera aufgenommen, nachdem der Laserstrahl mit dem beweglichen Spiegel so justiert worden ist, daß ein maximaler Impulsübertrag erfolgt. Die Optimierung ist notwendig, da sich die Lage des Laserstrahls am Atomstrahl nach dem Verschieben des beweglichen Spiegels nicht mit ausreichender Genauigkeit reproduziert (gefordert: Positionsänderung des Laserstrahls $\ll w = 0,65$ mm).

Abbildung 3.9 zeigt den gemessenen Impulsübertrag in Abhängigkeit von z_c über einen Bereich von 0,5 m. Der Impulsübertrag beruht auf einem stimulierten Absorptions-Emissions-Zyklus. Eine spontane Emission zwischen zwei Pulsen reduziert somit die Zahl der stimuliert emittierten Photonen. Je größer die Entfernung des Überlappungszentrums

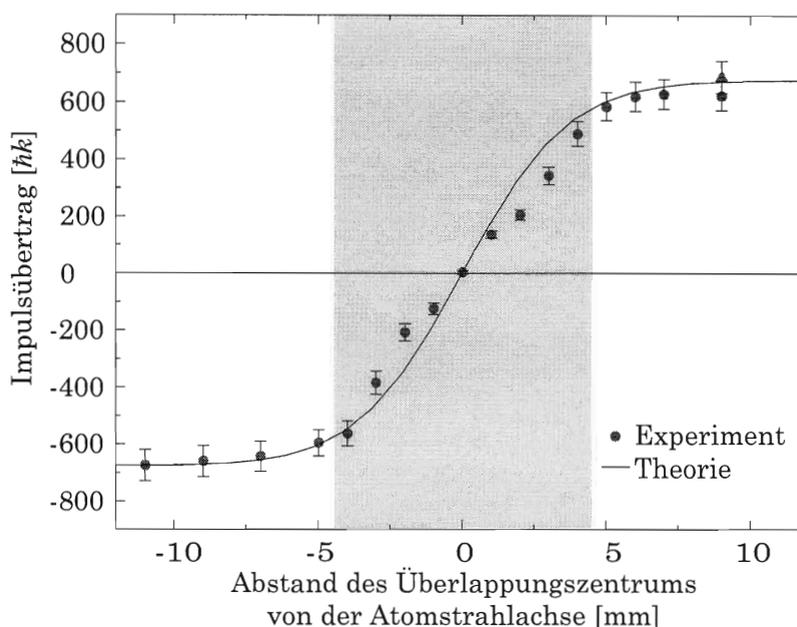


Abbildung 3.10. Impulsübertrag für kleine Abstände des Überlappungszentrums von der Atomstrahlachse (Kreise). Das Dreieck bezeichnet den Impulsübertrag, wie er nach dem Verschieben und zusätzlichem Nachjustieren der Strahlage erreicht wird. Die durchgezogene Linie zeigt die über den Atomstrahl gemittelte theoretische Kurve aus Abbildung 3.12. Der graue Teil gibt die Ausdehnung des Überlappungsbereiches ($c \cdot 30$ ps) an.

von der Atomstrahlachse ist, desto länger hat ein angeregtes Atom Zeit zu zerfallen. Der Abfall des Impulsübertrags mit der Entfernung der Überlappungszone ist also auf eine Zunahme der spontanen Emissionsprozesse zurückzuführen.

Laut Gleichung (3.26) ist ein linearer Zusammenhang mit $z_c = t_1 c/2$ zu erwarten. Der stimulierte Impulsübertrag verschwindet danach für $z_c = Tc/4 = 937,5$ mm. Obwohl der Übertrag in Abbildung 3.9 ab $z_c \approx 100$ mm etwa linear abnimmt, liegt der Schnittpunkt mit der Abszisse nur bei 630 mm. Dieser Unterschied von etwa 30 % resultiert vermutlich aus der veränderten Strahlgröße am Wechselwirkungsort, die beim verzögerten Strahl durch die längere Strecke hervorgerufen wird.

Für kleine Werte von z_c sieht man ein Verhalten, wie es von der bisher vorgestellten Theorie nicht vorhergesagt wird. Der Impulsübertrag wechselt bei $z_c = 0$ nicht instantan sein Vorzeichen. Schaut man sich den Bereich genauer an, indem man den beweglichen Spiegel auf dem feststehenden Mikrometertisch kleinschrittig verschiebt, so findet man einen Verlauf, wie er in Abbildung 3.10 zu sehen ist.

Dabei wird der Spiegel von negativen zu positiven Werten von z_c verschoben aber nicht nachjustiert. Es ergibt sich ein kontinuierlicher, zum Ursprung punktsymmetrischer und im Zentralbereich annähernd linearer Verlauf des Impulsübertrags. Die Verschiebung erzeugt

einen kleinen Strahlversatz, der einen geringfügig verminderten Übertrag zur Folge hat. Leichtes Nachjustieren reproduziert wieder den anfänglichen Absolutimpulsübertrag.

Die Ausdehnung des Übergangsbereichs (siehe Abbildung 3.11) beträgt etwa 10 mm und ist damit vergleichbar mit der Länge der verwendeten Pulse ($\lambda_p \approx c \cdot 30 \text{ ps} \approx 9 \text{ mm}$). Die Wechselwirkung eines Atoms mit dem Lichtfeld wird innerhalb der Überlappungszone der gegenläufigen Pulse durch die Ein-Puls-Matrix (3.12) nicht korrekt wiedergegeben. Die

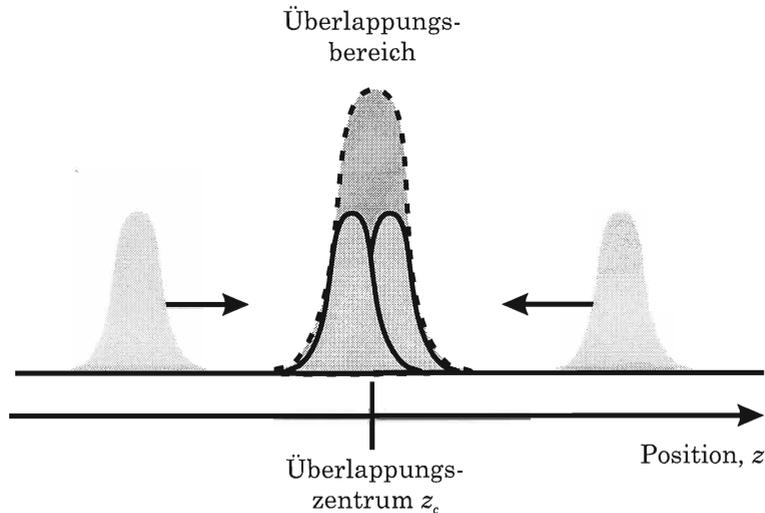


Abbildung 3.11. Die Position z_c , an der die gegenläufigen Pulse gleichzeitig eintreffen, markiert das Zentrum des Überlappungsbereiches. Für ein Atom, welches sich innerhalb des Überlappungsbereiches befindet, ist der erste Puls noch nicht abgeklungen bevor der zweite zu wirken beginnt. Die Entwicklung der inneren atomaren Zustände muß numerisch berechnet werden.

Voraussetzung von getrennten Pulsen ist offensichtlich nicht mehr erfüllt. Da außerdem für überlappende Rosen-Zener-Pulse bisher keine analytische Lösung gefunden wurde, muß die zeitabhängige Schrödingergleichung (3.6) näherungsweise numerisch berechnet werden.

Freearde et al. [28] haben dies für rechteckige, Gauß'sche und auch für Rosen-Zener-Pulse für eine Pulsfläche von $A = \pi$ durchgeführt. Ihre Ergebnisse zeigen eine geringe Abhängigkeit von der Pulsform. Allerdings haben sie ein Atom mit einer räumlichen Unschärfe, die groß gegen die Lichtwellenlänge ist, vorausgesetzt. Die relative Lichtphase kann sich deshalb nicht im Impulsübertrag widerspiegeln. Für ein im Ortsraum wohllokalisiertes Atom darf $\Delta\phi$ trotz der Annahme von π -Pulsen nicht unberücksichtigt bleiben. Abbildung 3.12a zeigt die Einhüllende des Impulsübertrags eines π -Pulspaars durch numerische Lösung der Schrödingergleichung unter Einbeziehung der Differenzphase der beiden Lichtfelder. Die Phase ist bis auf einen konstanten Offset durch den Abstand des Atoms zum Überlappungszentrum ($z_c = 0$) über $\Delta\phi = kz_c + \phi_{\text{Offset}}$ festgelegt. Ein Offset kann z. B. durch eine unterschiedliche Anzahl von Spiegelreflexionen der beiden Teilstrahlen entstehen. Dieser bewirkt eine kleine Verschiebung der hochfrequenten Variation des Im-

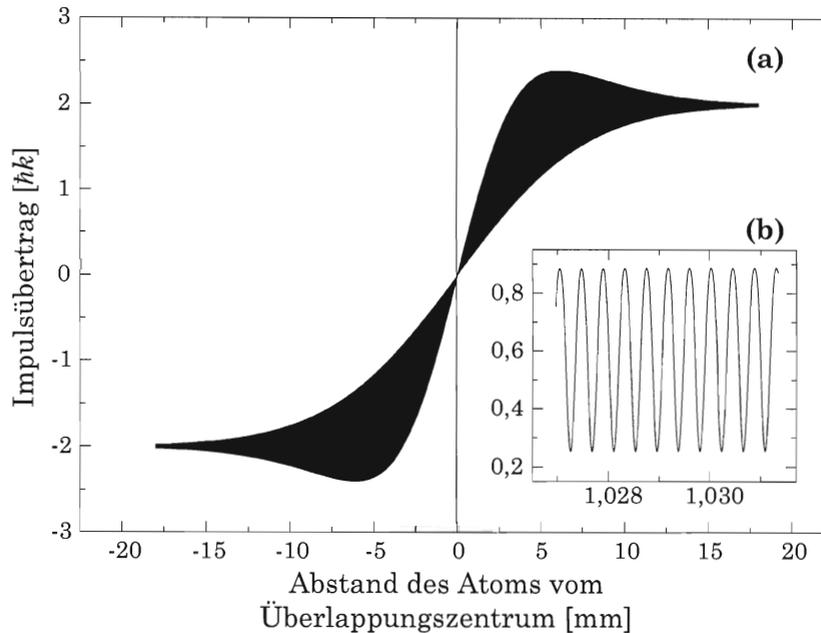


Abbildung 3.12. Numerische Berechnung des Impulsübertrags von überlappenden π -Pulsen. (a) Einhüllende des Impulsübertrags. (b) Vergrößerter Ausschnitt mit den durch die Differenzphase erzeugten hochfrequenten Oszillationen.

pulsübertrags, wie sie in Abbildung 3.12b ausschnittsweise vergrößert dargestellt ist, ändert die Einhüllende aber wenig. Für größere Abstände des Atoms vom Überlappungszentrum verschwinden die Oszillationen, da bei getrennten π -Pulsen der Impulsübertrag phasenunabhängig ist (s. Abb. 3.4).

In dem Bereich, wo sich die Pulse teilweise überlappen, kommt es zu kohärenten Mehrphotonenprozessen, die einen Impulsübertrag von mehr als $2\hbar k$ pro Pulspar ermöglichen, indem beispielsweise ein Atom zwei Photonen aus einem Strahl absorbiert und dazwischen eines in den gegenläufigen Strahl stimuliert emittiert. Am Blochvektormodell kann man diesen Effekt folgendermaßen veranschaulichen (s. a. Abb.): Nehmen wir an der erste Puls habe den Blochvektor bereits um $\pi/2$ um die u-Achse gedreht bevor der zweite anfängt zu wirken. Ein $\Delta\phi = \pi$ bewirkt nun, daß der zweite Puls den Vektor zurückdreht, also stimulierte Emission treibt, der erste aber weiterhin absorptiv wirkt. Obwohl der Gesamtdrehwinkel immer 2π ist, erfolgt in diesem Fall ein Großteil der Drehung in einem Bereich (um $w = 0$), der mit einer überdurchschnittlichen Änderung des Anregungsgrades einher geht. Für $\Delta\phi = 0$ drehen beide Pulse den Blochvektor in dieselbe Richtung, so daß der zweite (erste) Puls auch zu Absorption (stimulierter Emission) führt. Über eine Phasenoszillationsperiode gemittelt bleibt der Impulsübertrag jedoch immer unterhalb von $2\hbar k$ /Pulspar.

Abbildung 3.12 zeigt den Übertrag für ein Atom im Abstand z_c vom Überlappungszentrum. Im durchgeführten Experiment liegt jedoch ein Atomstrahl vor, der eine Mittelung über einen Raumbereich der Größe seines Durchmessers ($d = 2$ mm) verursacht. Unter der

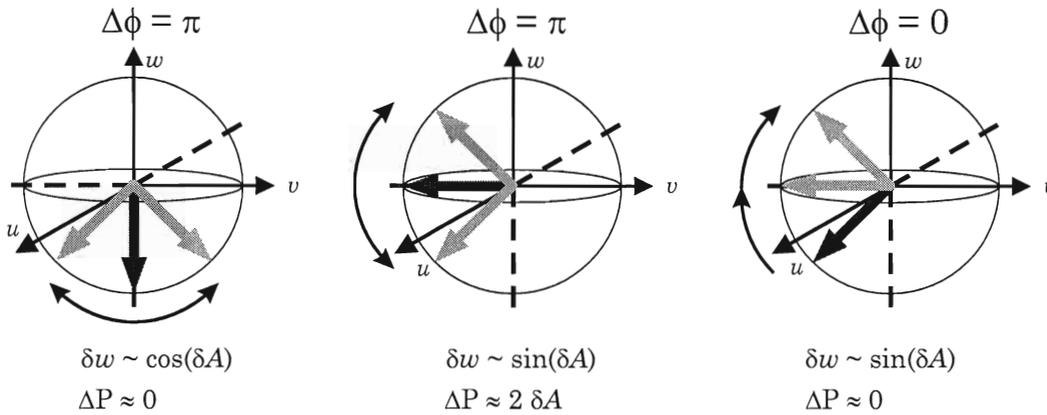


Abbildung 3.13. Drehungen des Blochvektors bei $v \approx 0$ ändern den Anregungsgrad nur wenig und haben einen kleinen Impulsübertrag zur Folge (linkes Bild). Drehungen bei $w \approx 0$ ermöglichen eine überdurchschnittliche Änderung des Anregungsgrades (mittleres und rechts Bild), die je nach Differenzphase $\Delta\phi$ auch zu einem überdurchschnittlichen Impulsübertrag führen kann (mittleres Bild).

Voraussetzung der Skalierbarkeit des Übergangsbereichs mit der Pulsfläche, oder anders ausgedrückt, nimmt man an, daß die Form des Übergangsbereichs auch für nicht π -Pulse erhalten bleibt, kann aus Abbildung 3.12 der Impulsübertrag berechnet werden. Der Skalierungsfaktor ergibt sich, indem der theoretische, gemittelte Wert (und nur dieser Wert) bei $z_c = -11$ mm mit dem experimentellen Wert aus Abbildung 3.10 zur Deckung gebracht wird. Die so ermittelte Kurve ist dort als Linie ohne weitere Anpassungsparameter zu sehen.

Sowohl die Ausdehnung des Übergangsbereichs als auch der Verlauf werden gut wiedergegeben. Nicht geklärt werden konnte, ob es sich bei den (symmetrischen) Abweichungen innerhalb des grau unterlegten Überlappungsbereiches um einen systematischen Effekt handelt.

Freearde et al. haben vorgeschlagen, das rückstellende Kraftprofil (Abb. 3.9 und 3.10) in der Erweiterung auf drei Dimensionen als Falle für Atome zu nutzen, bei der der Einschluß durch die zeitabhängige Wechselwirkung hervorgerufen wird, ähnlich wie bei der Paulfalle. In dem hier vermessenen Bereich entspricht die eindimensionale Potentialtiefe bei einer Wechselwirkungslänge vom Laserstrahldurchmesser $2w$ einer Temperatur von 800 K für Cäsium und ist damit etwa zwei bis fünf Größenordnungen tiefer als beispielsweise die in Kap. 2.1.4 vorgestellte MOT ($T_{\text{MOT}} \approx 2\hbar k \Gamma R s / 3k_B (s + 1) \approx 5$ K) [61] oder die gravitomagnetische Falle aus Kap. 2.3.3 ($T_{\text{grav}} \approx 1$ mK).

Fokussierung

Der lineare Kraftverlauf in der Überlappungszone kann auch zur Fokussierung eines Atomstrahls genutzt werden. Interpoliert man den Übergang von negativem zu positivem Impulsübertrag mit einer Geraden der Steigung $\tan \theta$, so erhält man eine Zylinderlinsenwirkung des gepulsten Lichtfeldes auf den Atomstrahl. Der Schnittpunkt mit der Atomstrahlachse

für ein im Abstand \tilde{x} parallel einfliegendes Atom ist wegen

$$\frac{f}{P_{\parallel}} = \frac{\tilde{x}}{P_{\perp}} = \frac{\tilde{x}}{\tilde{x} \tan \theta} = \frac{1}{\tan \theta} \quad (3.41)$$

unabhängig von \tilde{x} . Da P_{\perp} linear in \bar{v}_{\parallel} ist, hängt die Brennweite (f), ähnlich wie x_{\max} in (3.32), quadratisch von der mittleren longitudinalen Geschwindigkeit ab:

$$f = \frac{P_{\parallel}}{\tan \theta} = \frac{P_{\parallel} \tilde{x}}{P_{\perp}(\tilde{x})} = \bar{v}_{\parallel}^2 \frac{\tilde{x}}{\alpha(\tilde{x})}. \quad (3.42)$$

$\alpha(\tilde{x})$ ist wieder die integrale Beschleunigung, die ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung ist und daher vom Abstand des Atoms vom Überlappungszentrum abhängt aber nicht von \bar{v}_{\parallel} .

Gleichung (3.42) erlaubt die Berechnung der Brennweite für beliebige longitudinale Geschwindigkeiten aus den Daten zur Atomstrahlablenkung, solange die Wechselwirkungskonfiguration und im besonderen die Laserleistung konstant bleibt. Für $\bar{v}_{\parallel} = 77$ m/s folgt eine Brennweite von $f_{77} = (18,4 \pm 0,6)$ cm.

Für die Beobachtung der Fokussierung wird der Nachweisabstand von 40 cm auf 15 cm in die Nähe der berechneten Brennweite verkürzt. Aus apparativen Gründen ändert sich dabei auch der Nachweiswinkel auf 65° . Eine statt der runden 2 mm-Blende eingesetzte Langlochblende reduziert den Atomstrahl weiterhin in vertikaler Richtung auf 2 mm, läßt ihn in horizontaler Richtung jedoch unbeeinflusst, so daß die Apertur der „stimulierten Zylinderlinse“ durch den je nach Geschwindigkeit 6 mm-9 mm großen Atomstrahl besser ausgeleuchtet wird. Für $\bar{v}_{\parallel} = 77$ m/s erwartet man einen etwa 6,5 mm großen Strahl mit einer Divergenz von etwa $0,27^{\circ}$ (s. Gleichung 2.17).

Abbildung 3.14 zeigt die vollen Halbwertsbreiten des Atomstrahls in Abhängigkeit von der Leistung je Strahlarm des gepulsten Lichtfeldes. Bei $P = 0$ mW findet keine Wechselwirkung statt und man erhält die unbeeinflusste Breite des Atomstrahls. Mit steigender Laserleistung erhöht sich zunächst ebenfalls der maximale Impulsübertrag (vgl. Abb. 3.6), die Brennweite nimmt ab und man erhält eine deutliche Reduktion der Halbwertsbreite des Atomstrahls.

Bei etwa 150 mW ist die stärkste Fokussierung zu erwarten, da die im vorigen Abschnitt eingestellte Leistung von $P = 152$ mW so gewählt wurde, daß außerhalb der Überlappungszone ein möglichst großer Impulsübertrag stattfindet. Das bedeutet, daß auch die Steigung der angepaßten Geraden maximal ist. Für höhere Leistungen nimmt der Impulsübertrag leicht ab. Eine daraus resultierende Vergrößerung der Halbwertsbreite des Atomstrahls kann nicht beobachtet werden. Dies liegt zum einen an der geringen Variation des Impulsübertrags bei hohen Leistungen, zum anderen daran, daß der Atomstrahl in vertikaler Richtung etwas größer als der Laserstrahldurchmesser ist. Ein bedeutender Teil des Atomstrahls gelangt ober- und unterhalb des Lichtes unfokussiert in die Nachweiszone und überlagert sich dem fokussierten Anteil. Dies erschwert die Detektion einer Brennweitenänderung, da die Aufnahme mit der CCD-Kamera von oben vertikale Profilvariationen nicht auflöst und so

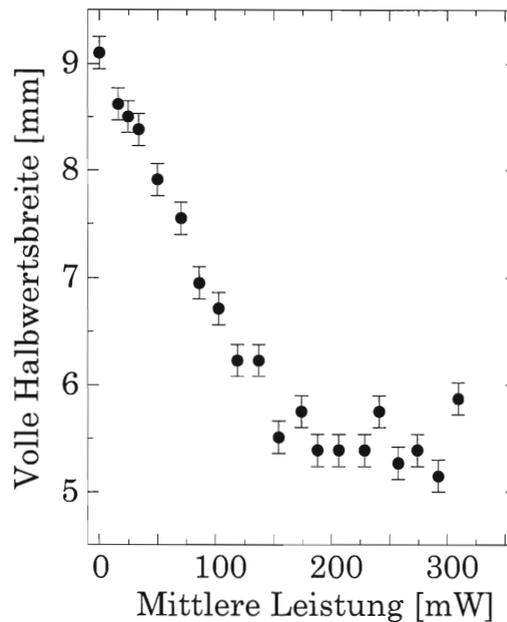


Abbildung 3.14. Volle Halbwertsbreite des Atomstrahls 15 cm hinter der Wechselwirkungszone in Abhängigkeit von der Laserleistung bei einer atomaren Geschwindigkeit von $\bar{v}_i = 77$ m/s.

die beiden Beiträge nicht separat beobachtet werden können. Die in Abbildung 3.14 eingezeichneten Fehlertoleranzen beziehen sich nur auf die Bestimmung der Halbwertsbreite.

Da die Brennweite für Atome der Geschwindigkeit $\bar{v}_i = 77$ m/s immer größer als der Nachweisabstand ist, wird außerdem ein langsamerer Atomstrahl mit $\bar{v}_i = 52$ m/s mit der gleichen Anordnung fokussiert. Die Divergenz des wechselwirkungsfreien Atomstrahls wird aus einer zusätzlichen Messung der Halbwertsbreite in einem Abstand von $L = 40$ cm von der Wechselwirkungszone zu $\beta = 0, 31^\circ$ bestimmt, was ungefähr mit dem nach Gleichung (2.17) berechneten Wert von $0, 41^\circ$ übereinstimmt. Extrapoliert man damit die Größe des Atomstrahls zurück zum Wechselwirkungsort, so ergibt sich eine Atomstrahlbreite im gepulsten Lichtfeld von $(8, 4 \pm 0, 1)$ mm, die kleiner als die Überlappungszone der Laserpulse ist.

Abbildung 3.15 zeigt die gemessenen Halbwertsbreiten. Mit steigender Laserleistung ist wieder eine deutliche Abnahme der Größe des Atomstrahls zu erkennen, die diesmal allerdings steiler verläuft. Bei $P = 120$ mW sieht man ein Minimum, bevor ab etwa 150 mW die Halbwertsbreite nahezu konstant bleibt. Dieser Verlauf legt eine Interpretation nahe, wie sie in Abbildung 3.16 zusätzlich grafisch veranschaulicht wird:

I. $P < 120$ mW : Mit zunehmender Leistung nimmt die Stärke der Fokussierung zu. Der Brennpunkt rückt vom Unendlichen ($P = 0$ mW) immer näher an die Nachweiszone, gleichzeitig verringert sich die Breite des Atomstrahls.

Ab etwa $P = 50$ mW ist der nachgewiesene Atomstrahl schmäler als er

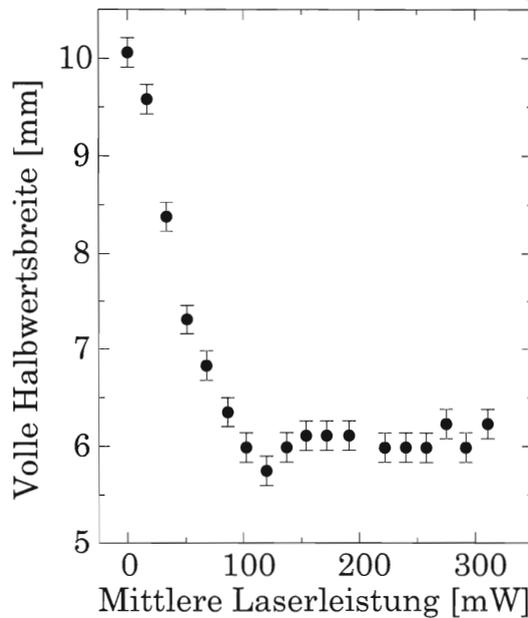


Abbildung 3.15. Volle Halbwertsbreite des Atomstrahls 15 cm hinter der Wechselwirkungszone in Abhängigkeit von der Laserleistung bei einer atomaren Geschwindigkeit von $\bar{v}_i = 52$ m/s.

am Ort der Wechselwirkung mit den Laserpulsen war. Dies schließt eine rein kollimierende Wirkung des gepulsten Stehwellenfeldes aus und ist ein direkter Beweis für eine Fokussierung.

- II. $P = 120$ mW : Bei dieser Leistung entspricht die Brennweite genau dem Abstand des Nachweises von der Wechselwirkungszone. Die Halbwertsbreite ist minimal.
- III. $P > 120$ mW: Der Brennpunkt wandert zwischen Wechselwirkungszone und Nachweis. Der Atomstrahl weist wieder eine erhöhte Breite auf. Ab $P \approx 150$ mW ist die Änderung des Impulsübertrags mit der Leistung so gering, daß die Größe annähernd konstant bleibt, wie es schon bei $\bar{v}_i = 77$ m/s zu beobachten war.

Die kleinste Halbwertsbreite bei $P = 120$ mW entspricht einer Reduktion der Größe des Atomstrahls von 46 %. Sie ist einerseits begrenzt durch das vertikale Atomstrahlprofil, das zu einem nicht bzw. wenig fokussierten Anteil in der Nachweiszone führt, und andererseits durch die longitudinale Geschwindigkeitsbreite, die zu einer (chromatischen) Verschmierung des Fokus führt: Die Brennweite bei $P = 120$ mW (\rightarrow Fokus für $\bar{v}_i = 52$ m/s) innerhalb von $v_\sigma = 7$ m/s liegt im Intervall von

$$f(\bar{v}_i \pm v_\sigma) = (15_{+3,8}^{-4,3}) \text{ cm.}$$

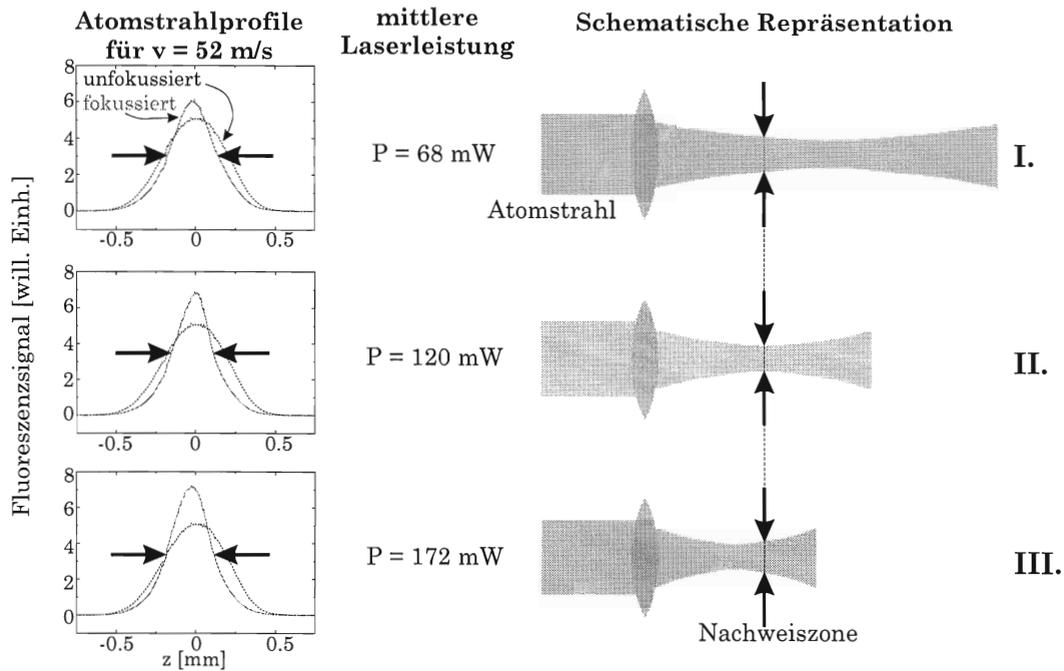


Abbildung 3.16. Schematische Darstellung der Wirkung der überlappenden Pulse auf den Atomstrahl. Für die in der Mitte gekennzeichneten Laserleistungen sieht man links die beobachteten Atomstrahlprofile. Zum Vergleich ist jeweils auch das unfokussierte ($P = 0$ mW) Profil mit eingezeichnet. Die rechte Seite zeigt die Fokussierung des Atomstrahls in Analogie zur Optik. Die fokussierende Wechselwirkungszone entspricht dabei einer Sammellinse, deren Brennweite durch unterschiedliche Laserleistungen verändert wird.

Ein Heizen der transversalen Impulsfreiheitsgrade, wie es aus den Berechnungen von Freearge et al. für das Zentrum der Überlappungszone bei im Ortsraum nicht lokalisierten Atomen folgt [28] kann nicht beobachtet werden, könnte aber limitierend für das Fokussieren eines Atomstrahls mit kurzen Pulsen sein.

4 Magnetische Ablenkung eines neutralen Atomstrahls

Die Ablenkung beziehungsweise Führung von Atomstrahlen ermöglicht die räumliche Entkopplung aufeinander aufbauender Experimentierabschnitte und damit modulare Aufbauten [65]. In den letzten Jahren sind eine Reihe von Methoden demonstriert worden, die die Spontanlichtkraft (vgl. Abschnitt 2.1.2) zur Ablenkung von Atomstrahlen einsetzen [67, 68, 78]. Dazu gehört auch die im Abschnitt 2.1.3 beschriebene gegen den Atomstrahl verkippte optische Melasse [100].

Ein Problem ist jedoch die Führung von Atomstrahlen, die mit Spontanlichtkräften nur über kurze, in der Größe der Laserstrahldurchmesser liegende Entfernungen praktikabel ist. Ein weiterer Nachteil dieser Verfahren ist, daß häufig die Polarisation der Atome dabei verändert wird und daß das mit der spontanen Emission verbundene statistische Heizen die Strahleigenschaften eines kalten Atomstrahls verschlechtern kann. Die in Kapitel 3 vorgestellten stimulierten Kräfte mit kurzen Pulsen bieten eine Möglichkeit diesen Nachteil zu reduzieren, obwohl auch hierbei spontane Emissionsprozesse und Depolarisierungen nicht vollständig unterdrückt werden.

Bei Atomen mit einem magnetischen Moment bieten sich magnetische Felder zur Führung an. Es kommt zu keinem statistischen Heizen und der innere Zustand der Atome bleibt konserviert. Im Abschnitt 2.3 wurde ein sehr kompakter modularer Aufbau aus Permanentmagneten vorgestellt, der ein starkes radiales Quadrupolfeld erzeugt, welches durch die Geometrie der Magnete eine Führung der Atome um große, fast beliebige Winkel ermöglicht.

Der Einsatz der magnetischen Ablenkung beschränkt sich nicht auf die im folgenden beschriebene Ablenkung eines lasergekühlten Atomstrahls. Auch thermische Atome und Moleküle, die der Laserkühlung nicht oder nur schwer zugänglich sind, z. B. atomarer Wasserstoff, können abgelenkt bzw. geführt werden. Die hier vorgestellte $24,5^\circ$ -Kurve ist auch zu Neutral-Atom-Speicherringen mit Radien unterhalb von einem Meter erweiterbar. Aufgrund des starken radialen Einschlusses und des konservativen Potentials ist eine Führung von Bose-Einstein-kondensierten Ensembles [12, 25] denkbar.

Die freie Kombinierbarkeit der einzelnen Quadrupolscheiben ermöglicht gravitomagnetische Fallen, die aufgrund der starken Anisotropie des Potentials die Präparation von quasi-eindimensionalen Gasen erlauben (vgl. 2.3.3). Die Ergebnisse der Experimente an der Kurve können hierauf übertragen werden. Sie liefern Aussagen über die Führungseigenschaften

und den Einfluß der Fallenfelder auf die atomaren Trajektorien.

4.1 Simulation der atomaren Trajektorien

Nach den in Abschnitt 2.3 vorgenommenen Abschätzungen sollten sich Atome mit Geschwindigkeiten unterhalb von etwa 60 m/s ablenken lassen. Es wurde dabei bereits deutlich, daß dieser Wert unter anderem von der Eintrittsposition der Atome in die Kurve abhängt. Um den Einfluß der Magnetfelder für beliebige Geschwindigkeiten und Startpositionen theoretisch beschreiben zu können, wird die Bewegungsgleichung unter Vernachlässigung von Gravitation

$$m\ddot{\vec{x}} = -\mu_{\text{eff}}\vec{\nabla}B(\vec{x}) \quad (4.1)$$

numerisch gelöst. Dabei wird vorausgesetzt, daß sich das Atom im Zustand $|F = 4, m_F = 4\rangle$ mit $\mu_{\text{eff}} = \mu_B$ befindet. Die magnetische Induktion ist in Abschnitt 2.3.2 näherungsweise stückweise mit einem Polynom dritter Ordnung angepaßt worden. Die numerische Lösung der Bewegungsgleichung wird mit einem schrittweitengesteuerten Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung vorgenommen [73, 82]. Da sich die Atome in einem konservativen Potential bewegen ist die Energie eine Erhaltungsgröße und wird zur Schrittweitensteuerung herangezogen: Ist die relative Energieänderung in einem Schritt größer als 10^{-5} , so wird die Schrittweite verringert. Liegt die Energieänderung weit unterhalb dieses Wertes so wird die Schrittweite sukzessive erhöht. Dies ermöglicht eine effiziente Berechnung der atomaren Trajektorien bei gleichzeitig niedrig gehaltenem Fehler.

4.1.1 Test der Trajektorienberechnung

Als Test für die Berechnung der Trajektorien wird die Bahn eines Atoms in einem idealen, unendlichen langen und zylindersymmetrischen Quadrupolfeld berechnet (vgl. Gl. (2.39) mit $G_2^S S_L(\rho, z) = 1$). Das Potential ist dem tatsächlich im Experiment vorliegendem sehr ähnlich, die Bewegungsgleichung läßt sich jedoch auch geschlossen lösen („Wurfparabeln“) und ermöglicht so den Vergleich mit der numerischen Näherungslösung.

Abbildung 4.1 zeigt die analytisch (Linie) und numerisch (Punkte) berechnete Trajektorie eines parallel zur Symmetrieachse einfliegenden Atoms mit einer Geschwindigkeit von 50 m/s. Man sieht, daß die numerische Näherung die analytische Lösung sehr gut wiedergibt. Es fällt aber auch auf, daß die Schrittweite in der Nähe der Symmetrieachse, auf der die Ableitung der magnetischen Induktion unstetig ist, stark verringert wird. Dies liegt daran, daß durch diese Unstetigkeit die Energieerhaltung bei der numerischen Approximation verletzt wird und erst bei sehr kleinen Schrittweiten der Fehler in der relativen Energie unterhalb der tolerierbaren oberen Grenze bleibt. Aus diesem Grund wurde bei der numerischen Berechnung in Abschnitt 2.3.2 darauf geachtet, daß die polynomiale Darstellung der magnetischen Induktion stetig differenzierbar ist.

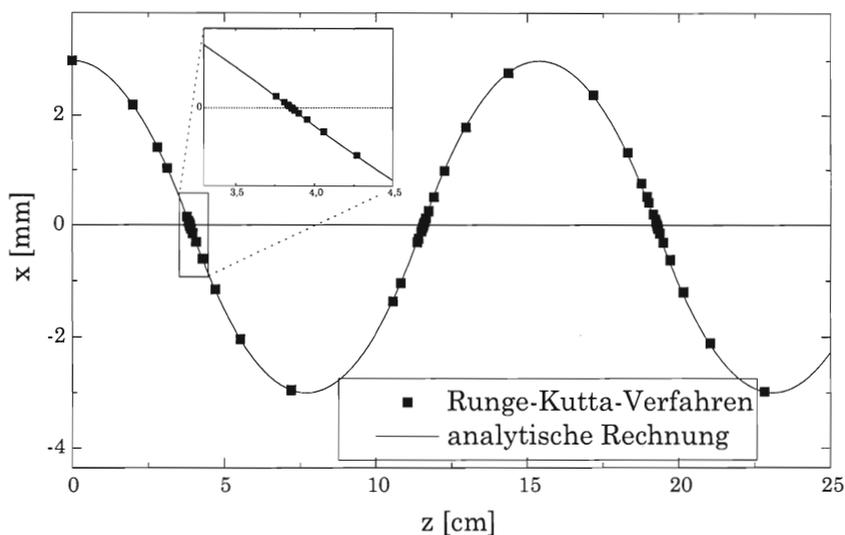


Abbildung 4.1. Vergleich der numerisch bestimmten Trajektorien mit der analytischen Lösung für ein ideales unendlich langes zylindrisches Quadrupolpotential

4.1.2 Anwendung auf die qualitativen Strahlführungseigenschaften

Zum besseren Verständnis der Wirkung des gebogenen Quadrupolfeldes wird der Einfluß von Eintrittsposition und Geschwindigkeit der Atome theoretisch untersucht. Abbildung 4.2 zeigt beispielhaft Trajektorien in der xz -Ebene von oben gesehen (y -Richtung) für eine atomare Geschwindigkeit von 50 m/s. Die Atome werden auf parabelartigen Bahnen, deren Verlauf von der Eintrittsposition abhängt, durch die Kurve geführt, so daß sich aus dem anfänglich parallelen Strahlbündel ein am Ausgang divergenter Strahl entwickelt.

Atome, die weit auf der Innenbahn eintreten, werden zunächst nach außen beschleunigt, wodurch die transversale Geschwindigkeit so groß werden kann, daß sie nicht mehr um die Kurve gelenkt werden können und gegen die Magnete fliegen. Dieser Effekt führt zu Verlusten und reduziert die Effizienz der Ablenkung. In Abbildung 4.3 ist der Zusammenhang der Transmission mit der Startposition der Atome für unterschiedliche Geschwindigkeiten dargestellt. Je langsamer die Geschwindigkeit, desto größer der Eintrittsbereich, bei dem die Atome auch tatsächlich um die Kurve geführt werden. Bei niedrigen Geschwindigkeiten ist zusätzlich auch der Einfluß der Segmentierung deutlicher zu erkennen. Fast alle Atome mit einer kinetischen Energie, die kleiner ist als die maximal während der Ablenkung auftretende magnetische potentielle Energie, d. h. mit Geschwindigkeiten unterhalb von etwa 10 m/s (vgl. Gl. 2.44), können nicht in die Kurve eindringen und werden reflektiert.

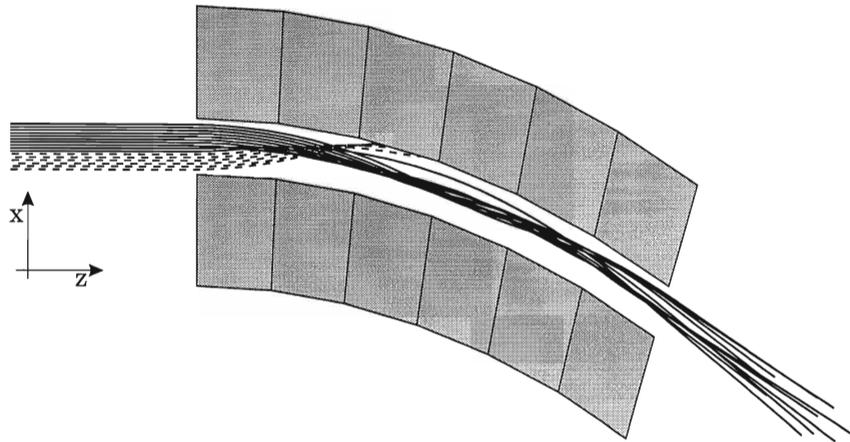


Abbildung 4.2. Trajektorien für Atome mit einer Geschwindigkeit von 50 m/s bei senkrecht zur ersten Magnetscheibe erfolgendem Eintritt in die Kurve. Die parallel einfliegenden Atome folgen parabelartigen Bahnen und treten als divergenter Strahl wieder aus. Atome, die zu weit auf der Innenbahn eintreten, werden zunächst nach außen beschleunigt und stoßen gegen die Magnete.

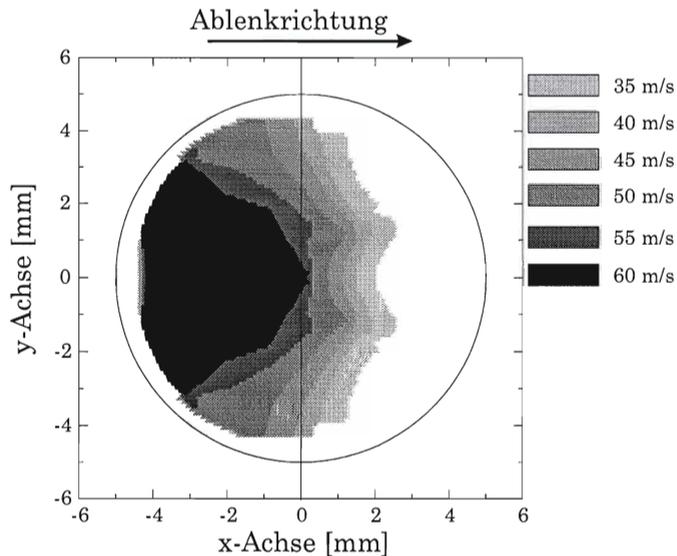


Abbildung 4.3. Berechnete Positionen, an denen Atome mit der angegebenen Geschwindigkeit durch die Kurve geführt werden. Die Verteilungen zeigen, daß außen eintretende Atome auch bei hohen Geschwindigkeiten noch geführt werden können. Innen eintretende Atome werden zunächst nach außen beschleunigt, so daß die ablenkende Kraft aufgrund der hohen transversalen Geschwindigkeit nicht ausreicht, die Atome zu halten.

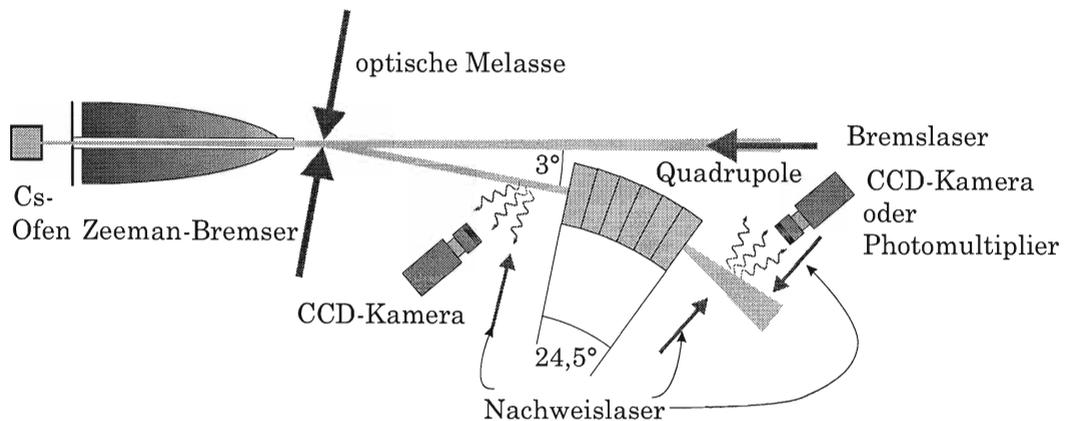


Abbildung 4.4. Experimenteller Aufbau zur magnetischen Ablenkung eines langsamen Atomstrahls

4.2 Demonstration der Ablenkung

Der mit der Zeeman-Methode abgebremste und mit einer optischen Melasse vom überlagerten Kühllaser getrennte kalte Atomstrahl (vgl. Abschnitt 2.1.3) wird ca. 50 cm hinter der Melasse senkrecht auf die Eintrittsoberfläche der magnetischen 24,5°-Kurve eingestrahlt (siehe Abbildung 4.4). Die Geschwindigkeit der Atome wird zwischen 25 m/s und 60 m/s gewählt. Der Durchmesser des Atomstrahls an der Eintrittsöffnung mit Durchmesser 1 cm beträgt etwa 2,5 cm, so daß die Atomstrahldichteverteilung über den Eingangsquerschnitt der Kurve nahezu homogen ist.

Der Atomstrahl kann vor und hinter der Kurve mit Dauerstrichlaserstrahlen zur Fluoreszenz angeregt werden. Eine zweidimensional orts aufgelöste Beobachtung von vorne oder hinten ist wegen Streulichts nicht möglich. Es wird daher die Fluoreszenz von oben mit einer CCD-Kamera bzw. einem Photomultiplier detektiert, woraus sich ein horizontales Profil des Atomstrahls ergibt, daß über die vertikale Ausdehnung des Atomstrahls integriert ist. Abbildung 4.5a zeigt den von oben mit der CCD-Kamera aufgenommenen Atomstrahl etwa 2–3 cm vor der Kurve. Die Randfelder der Magnetstruktur, die am Nachweisort noch transversale Gradienten von bis zu hundert Gauß/cm erzeugen, bewirken eine mit steigendem Feld linear wachsende Verschiebung der atomaren Resonanzlinie. Folgerichtig nimmt die Fluoreszenz der festfrequent angeregten Atome mit dem Abstand zur Symmetrieachse und mit Annäherung an die Oberfläche ab, und es ergibt sich ein trichterförmiger Profilverlauf.

Abbildung 4.5b zeigt den mit der CCD-Kamera aufgenommenen Atomstrahl hinter der Kurve. Der Nachweislaser wird an verschiedenen Stellen hinter der Ablenkung eingestrahlt und die Bilder werden addiert, wodurch sich die Segmentierung der Fluoreszenz erklärt. Der Nachweisstrahl vor der Ablenkung ist dabei abgeschaltet. Der Ort und der Winkel des Atomstrahls belegen eindeutig, daß die Atome vom Multipolfeld geführt und um ungefähr 24,5° abgelenkt werden.

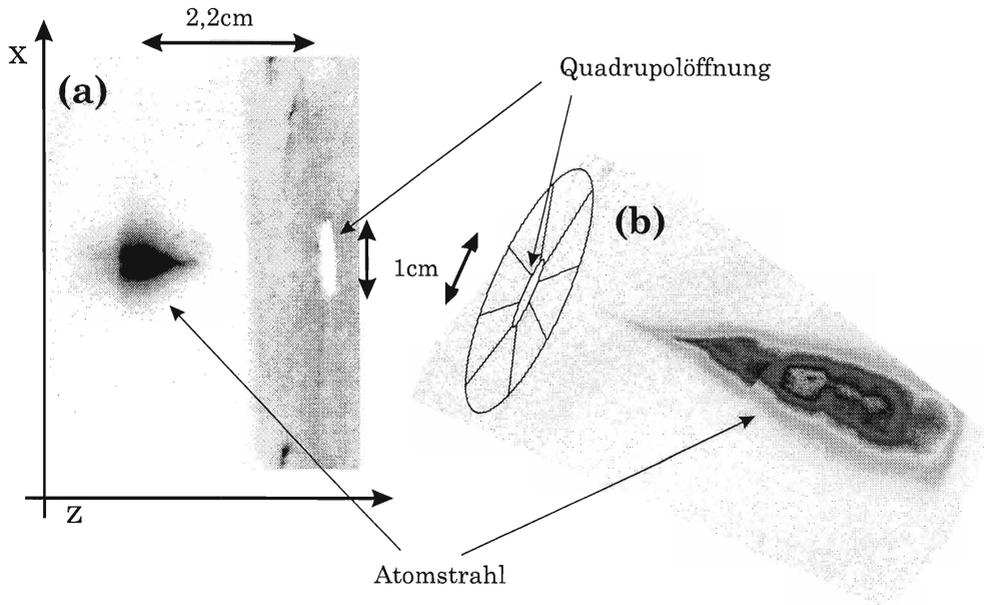


Abbildung 4.5. CCD-Aufnahmen des Atomstrahls von oben vor dem Eintritt (a) und nach dem Austritt (b) aus der 24, 5°-Kurve. Die magnetischen Randfelder, die radial zur Symmetrieachse und mit geringer werdendem Abstand zur Eintrittsöffnung ansteigen, verschieben die Resonanzlinie der Cs-Atome und reduzieren die laserinduzierte Fluoreszenz, wodurch ein trichterförmiges Atomstrahlprofil entsteht.

4.3 Transmission

4.3.1 Fluß vor der Kurve

Aus einem Profilschnitt parallel zur x -Achse (siehe Abb. 4.6) und entlang des Zentrums des Nachweislasers kann ein Maß für den Atomstrahlfluß Φ_i in die Kurve mit der Öffnungsfläche A gewonnen werden. Die von einem Volumenelement $dV = dx dy dz$ gestreute Fluoreszenzintensität $I(\vec{x})$ ist die Streurate eines (magnetisch verstimmt) Atoms multipliziert mit der konstanten Atomstrahldichte $\rho(x, y) = \Phi/\bar{v}A$

$$I(\vec{x})dV = \frac{\rho(x, y)\Gamma}{2} \frac{s(y)}{1 + s(y) + (2\Delta/\Gamma)^2} dV. \quad (4.2)$$

Der Sättigungsparameter ist durch das Gauß'sche Strahlprofil des Nachweislasers der Breite $2w = (1 \pm 0, 1)$ cm und maximaler Sättigung von $s_0 = 3 \pm 0, 5$ gegeben

$$s(y) = s_0 e^{-2\frac{y^2}{w^2}}. \quad (4.3)$$

Wegen der nicht einheitlichen Quantisierungsachse im auslaufenden Quadrupolfeld werden verschiedene Übergänge, die unterschiedlich mit der Magnetfeldstärke skalieren, vom

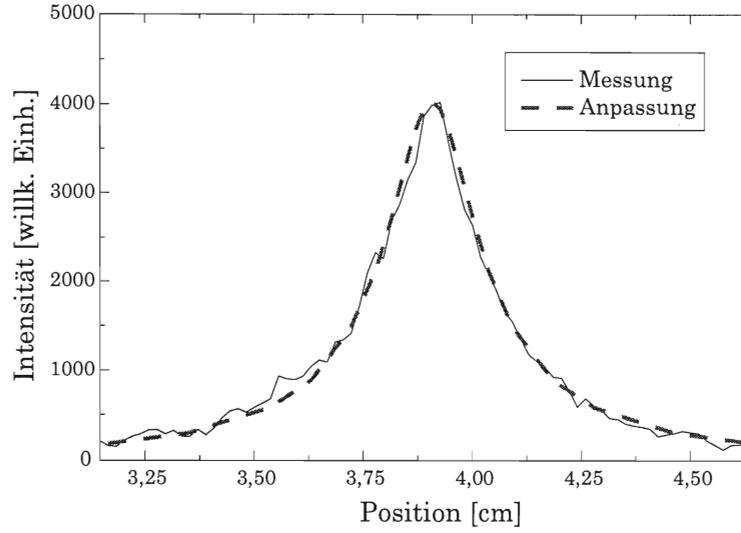


Abbildung 4.6. Aufgenommenes Fluoreszenzprofil entlang der x -Achse 2,2 cm vor der Ablenkung. Die unterbrochene Linie ist eine Anpassung mit (4.6).

Nachweislaser angeregt. Näherungsweise ist die mittlere Verstimmung $\bar{\Delta}$ proportional zur absoluten magnetischen Induktion des Quadrupolfeldes, und somit

$$2\bar{\Delta}/\Gamma \sim \sqrt{x^2 + y^2} \equiv \alpha r, \quad (4.4)$$

mit dem Radius $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ und der Proportionalitätskonstanten α . Bei Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Kamera in einer Konstanten $\kappa_i < 1$ ist die detektierte Fluoreszenzintensität $I_i(x)$

$$I_i(x) dx = \underbrace{\Phi_i \frac{\kappa_i \Gamma}{2\bar{v}A}}_{\tilde{\Phi}_i} \int \underbrace{dy \frac{s_0 e^{-2y^2/w^2}}{1 + s_0 e^{-2y^2/w^2} + (\alpha r)^2}}_{J_i(x)} dx \quad (4.5)$$

$$= \tilde{\Phi}_i J_i(x) dx. \quad (4.6)$$

Durch Anpassung von (4.6), mit den Anpassungsparametern $\tilde{\Phi}_i$ und α , kann Φ_i bis auf einen konstanten Faktor κ_i berechnet werden. In Abbildung 4.7 ist der Verlauf von $\tilde{\Phi}_i$ in Abhängigkeit der mittleren atomaren Geschwindigkeit zu sehen. Der Fluß nimmt mit kleiner werdenden Geschwindigkeiten kontinuierlich ab. Dies liegt zum einen an dem abnehmenden Fluß des Zeeman-Bremers und der größeren Divergenz des Atomstrahls für kleine Geschwindigkeiten. Zum anderen werden Stöße mit dem Hintergrundgas bei langsamen Atomen bedeutsamer. Bei einem Hintergrundgas mit der Temperatur $T = 300$ K und einem Druck von etwa $P = 1 \cdot 10^{-5}$ Pa ergibt sich mit dem totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma = 2 \cdot 10^{-17}$ m² und der Berücksichtigung von Kleinwinkelstreuung (vgl. Abschn. 2.1.4) eine Verluststoßrate R_c von

$$R_c = 5P\sigma \sqrt{\frac{3}{mk_B T}} \approx 60 \text{ Hz}. \quad (4.7)$$

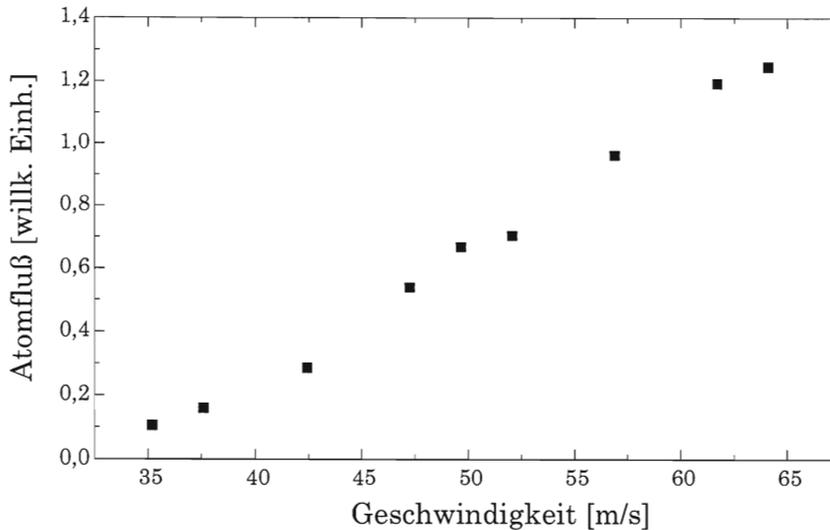


Abbildung 4.7. Atomstrahlfluß vor dem Eintritt in die Kurve als Funktion der Geschwindigkeit. Die Abnahme des Flusses bei niedrigeren mittleren Geschwindigkeit ist auf den reduzierten Fluß an kalten Atomen aus dem Zeeman-Bremser und auf größere Verluste durch Stöße mit dem Hintergrundgas zurückzuführen.

Auf dem Weg von der optischen Melasse zur magnetischen Kurve werden etwa

$$\frac{\delta\Phi_i}{\Phi_i} = 1 - e^{-lR_c/\bar{v}_i} \approx 37\% \quad (4.8)$$

der Atome mit einer Geschwindigkeit von $\bar{v}_i = 50$ m/s durch Stöße aus dem Strahl entfernt, für Atome mit 30 m/s sind es über 50%.

4.3.2 Fluß hinter der Kurve

Der Fluß nach der magnetischen Ablenkung wird bestimmt, indem die Atome nach Durchlaufen der Kurve im Abstand von 5 cm hinter der letzten Magnetscheibe, wo der Magnetfeldgradient des Randfeldes bereits so gering ist, daß die magnetische Verstimmung vernachlässigt werden kann, mit Laserlicht zur Fluoreszenz angeregt werden. Diese wird mit einem Photomultiplier detektiert, da nur eine Kamera zur Verfügung steht und die Messungen zu einer Geschwindigkeit vor und hinter der Kurve direkt nacheinander vorgenommen werden. Der Nachweis vor der Kurve ist bei der Messung hinter der Ablenkung abgeschaltet. Wegen der fehlenden Ortsinformation des Photomultipliersignals wird die Frequenz des nachweisenden Laserstrahls linear durchgestimmt, um das Fluoreszenzlicht von Streulicht unterscheiden zu können. Abbildung 4.8 zeigt ein so aufgenommenes Fluoreszenzprofil.

Bei verschwindender Verstimmung des Nachweislasers ist $\Delta = 0$ und analog zu (4.2)

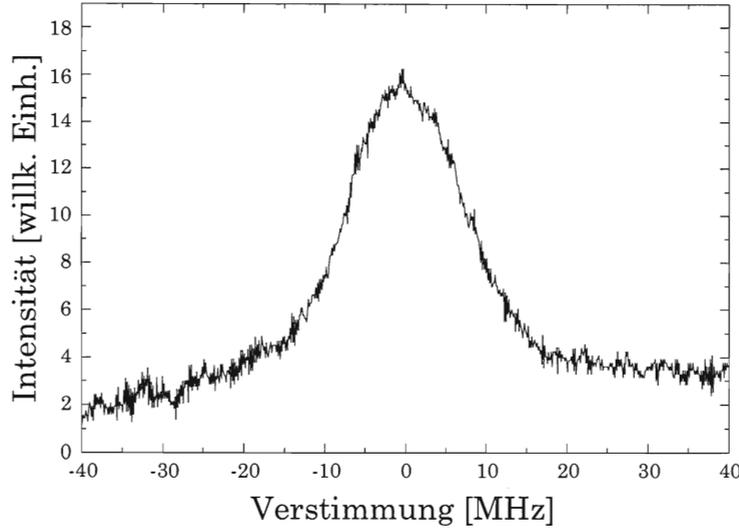


Abbildung 4.8. Mit dem Photomultiplier aufgenommene Fluoreszenzintensität als Funktion der Verstimmung des Nachweises.

ist die abgestrahlte Fluoreszenzintensität

$$I(\Delta = 0) = \frac{\Gamma}{2} \iint dx dy \rho(x, y) \frac{s_0 e^{-2y^2/w^2}}{1 + s_0 e^{-2y^2/w^2}}. \quad (4.9)$$

Die Dichteverteilung $\rho(x, y)$ kann nicht direkt beobachtet werden. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationsrechnungen der Trajektorien kann jedoch das vertikale Strahlprofil abgeschätzt werden. Abbildung 4.9a zeigt das berechnete Strahlprofil 5 cm hinter der Kurve, wobei ein idealer Quadrupolring unter Berücksichtigung der Randfelder vorausgesetzt wird. Ferner wird die longitudinale und transversale Geschwindigkeitsbreite des in den Experimenten eingesetzten Atomstrahls in die Berechnungen einbezogen. Das berechnete Profil wird mit einer Lorentzfunktion $\frac{2a}{\pi(a^2+4y^2)}$ angepaßt (unterbrochene Linie), deren Breite a in Abhängigkeit der mittleren longitudinalen Geschwindigkeit in Abbildung 4.9b zu sehen ist und nur eine schwache Variation zeigt. Mit dem Separationsansatz $\rho(x, y) = \rho_x(x)\rho_y(y)$ kann nun (4.9) ausgewertet werden. Die detektierte Intensität I_f ist mit dem Atomstrahlfluß hinter der Kurve Φ_f

$$\Phi_f = \bar{v} \iint dx dy \rho_x(x)\rho_y(y) = \bar{v} \int dx \rho_x(x) \quad (4.10)$$

und der Nachweiswahrscheinlichkeit des Photomultipliers κ_f

$$I_f(0) = \Phi_f J_f(a) \frac{\kappa_f \Gamma}{2\bar{v}}, \quad (4.11)$$

wobei $J_f(a)$ das mit der Strahlbreite a ausgewertete Integral über die vertikale Richtung ist. Abbildung 4.10 zeigt den Verlauf des Atomstrahlflusses hinter der Kurve in Abhängigkeit der longitudinalen Geschwindigkeit.

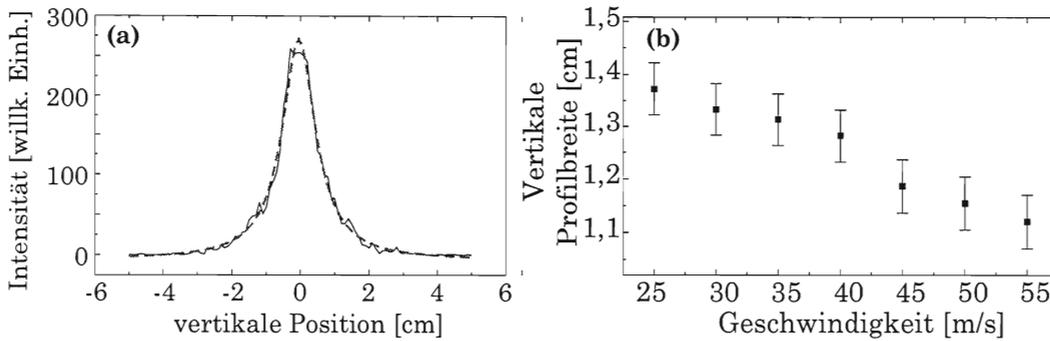


Abbildung 4.9. (a) Aus Simulationsrechnungen bestimmtes vertikales Strahlprofil (durchgezogene Linie) für eine atomare Geschwindigkeit von $\bar{v} = 50$ m/s in einem Abstand von 5 cm hinter der Kurve. Die unterbrochene Linie ist eine Anpassung mit einem Lorentzprofil aus der die Breite der Verteilung bestimmt wird. (b) Berechnete vertikale Strahlbreite für verschiedene Geschwindigkeiten.

4.3.3 Effizienz der Ablenkung

Die Transmission ergibt sich mit (4.5) und (4.11) zu

$$T = \frac{\Phi_f}{\Phi_i} = A \frac{I_f(0)}{I_i(0)} \frac{J_i(0)}{J_f(a)} \frac{\kappa_i}{\kappa_f} \quad (4.12)$$

Das Verhältnis der beiden Nachweiswahrscheinlichkeiten κ_i und κ_f wird über eine Eichmessung bestimmt, bei der der Atomstrahl hinter der Kurve zusätzlich mit der Kamera aufgenommen wird. Die Transmission als Funktion der mittleren longitudinalen Geschwindigkeit ist in Abbildung 4.11 aufgetragen (ausgefüllte Kreise). Das Fehlerintervall ergibt sich aus den Unsicherheiten bei der Bestimmung von $J_i(0)$ und $J_f(a)$. Zum Vergleich ist auch die aus Simulationen bestimmte, zu erwartende Transmission mit eingezeichnet (Volle Kreise).

Für Geschwindigkeiten oberhalb von etwa 45 m/s stimmen Theorie und Experiment gut überein. Bei kleineren Geschwindigkeiten nimmt die Transmission im Experiment jedoch ab, während sie theoretisch weiter ansteigen müsste. Dieses Ergebnis ist vermutlich auf die Polarisation der Atome vor der Kurve zurückzuführen.

In der optischen Melasse, die zur Ablenkung um 3° eingesetzt wird, wirkt bei hohen Geschwindigkeiten fast ausschließlich der ablenkende, d. h. der atomaren Geschwindigkeit unter 3° entgegengesetzte Strahl. Erst bei niedrigeren Geschwindigkeiten kommt es zum Einsetzen der Melassenwirkung. Da die zirkular polarisierten gegenläufigen Laserstrahlen Übergänge mit unterschiedlichem Δm_F treiben, werden die Atome bei kleinen Geschwindigkeiten verstärkt in andere als den $|F = 4, m_F = +4\rangle$ -Zustand gepumpt, die vom Magnetfeld wiederum schlechter bzw. gar nicht geführt werden. Eine genaue Analyse der optischen Melasse zeigt, daß für die verwendete $\sigma^+ - \sigma^-$ -Konfiguration im wesentlichen die beiden Zustände $F = 4, m_F = \pm 4$ mit gleicher Wahrscheinlichkeit besetzt sind. Dies

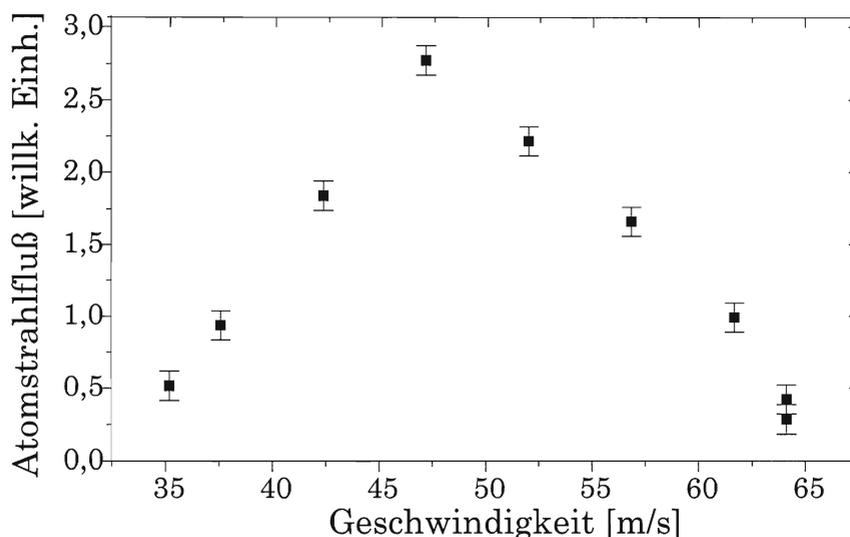


Abbildung 4.10. Atomstrahlfluß nach der Ablenkung mit dem magnetischen Multipol. Der Fluß steigt mit abnehmender Geschwindigkeit zunächst aufgrund der höheren Transmissionswahrscheinlichkeit der Atome an und fällt dann wieder ab (siehe dazu den Text).

bewirkt eine Verringerung der Transmission um ca. 50%, was die gemessene Abnahme im Experiment erklärt.

Eine weitere, scheinbare Reduktion des Flusses hinter der Kurve kann aus der größeren Divergenz des Atomstrahls bei niedrigen Geschwindigkeiten resultieren. Diese bewirkt einen breiteren Strahl in der Nachweisregion (vgl. Abb. 4.12), so daß Fluoreszenz von Atomen außerhalb des vom Photomultiplier beobachteten Raumwinkels nicht detektiert wird. Da die Zahl der Atome in den beteiligten Randbereichen des Atomstrahlprofils vergleichsweise gering ist, ist der zu erwartende scheinbare Verlust bei wenigen Prozent anzusiedeln.

Ein anderer möglicher Verlust in der Kurve, hervorgerufen durch eine Verkippung des Quadrupoleingangs gegen den Atomstrahl und daraus folgenden höheren Transversalgeschwindigkeiten ist innerhalb der Justiergenauigkeit sehr gering und für höhere Geschwindigkeiten bedeutsamer als für geringe. Auch Stöße mit dem Hintergrundgas spielen eine untergeordnete Rolle, da insbesondere auch die Kleinwinkelstreuung wegen des starken transversalen Magnetfeldes vernachlässigt werden kann. Für die langsamste Geschwindigkeit von 35 m/s ist laut Gleichung (4.7) – jedoch ohne den Faktor 5 für die Kleinwinkelstreuung – die Reduzierung des Flusses ungefähr 8%. Für die höchste Geschwindigkeit von $\bar{v} = 64$ m/s hat die Reduktion mit 4% einen vergleichbaren Wert und erklärt nicht den Einbruch der Transmission unterhalb von $\bar{v} = 40$ m/s.

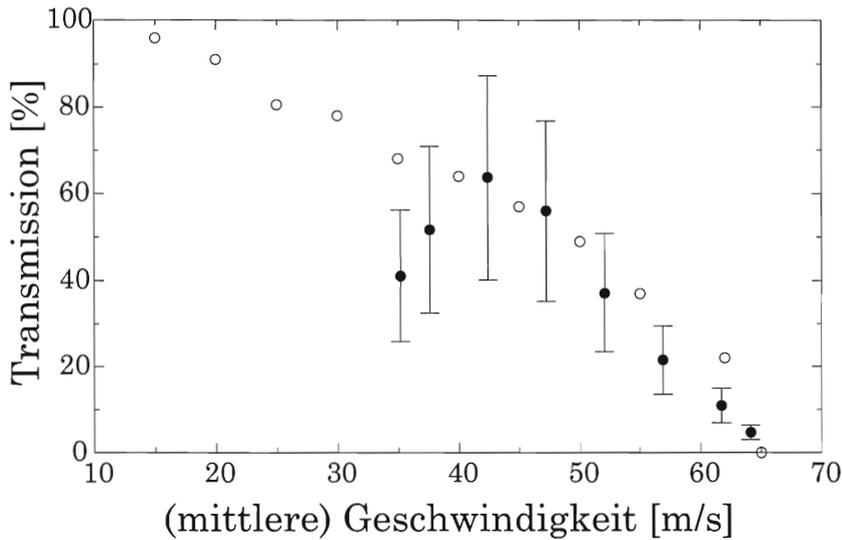


Abbildung 4.11. Transmission der magnetischen Kurve in Abhängigkeit der mittleren longitudinalen Geschwindigkeit. Die ausgefüllten Kreise sind die mit (4.12) ermittelten experimentellen Ergebnisse. Der Einbruch der Transmission bei etwa 40 m/s ist vermutlich auf die Polarisation des Atomstrahls zurückzuführen (siehe Text). Die offenen Kreise bezeichnen aus Simulationen berechnete Werte.

4.4 Strahlprofil

Das horizontale Atomstrahlprofil nach der Ablenkung wird durch die Detektion der laserinduzierten Fluoreszenz der Atome von oben mit einer CCD-Kamera bestimmt. Die Beobachtung der Atome hinter der Kurve wird dabei in der Nähe des Ausgangs durch die magnetischen Randfelder erschwert. Eine vom Magnetfeld unabhängige Fluoreszenzrate wird erreicht, indem der nachweisende Laserstrahl mit etwa 3 Hz über einen Bereich von ca. 100 MHz um den $|F = 4, m_F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5, m'_F = 5\rangle$ -Übergang linear durchgestimmt wird.

Abbildung 4.12 zeigt die so aufgenommenen horizontalen Strahlprofile (Linien) in einem Abstand von 3, 5 cm vom Ausgang der Kurve. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Profile auf gleiche Maximalintensität normiert. Die gepunkteten Linien zeigen Ergebnisse von Simulationsrechnungen, bei denen ein kollimierter und monoenergetischer Atomstrahl der angegebenen Geschwindigkeit vorausgesetzt wird. Trotz der Vernachlässigung der longitudinalen und transversalen Geschwindigkeitsbreite des Atomstrahls vor dem Eintritt in die Ablenkung geben die Rechnungen die experimentelle Situation gut wieder. Eine Abweichung tritt bei kleinen Geschwindigkeiten auf, wo der Einfluß der transversalen Geschwindigkeit größer wird.

Auffällig bei den Profilen sind die mit abnehmender Geschwindigkeit zunehmende Breite der Verteilung und die unterschiedlichen, geschwindigkeitsabhängigen Positionen der

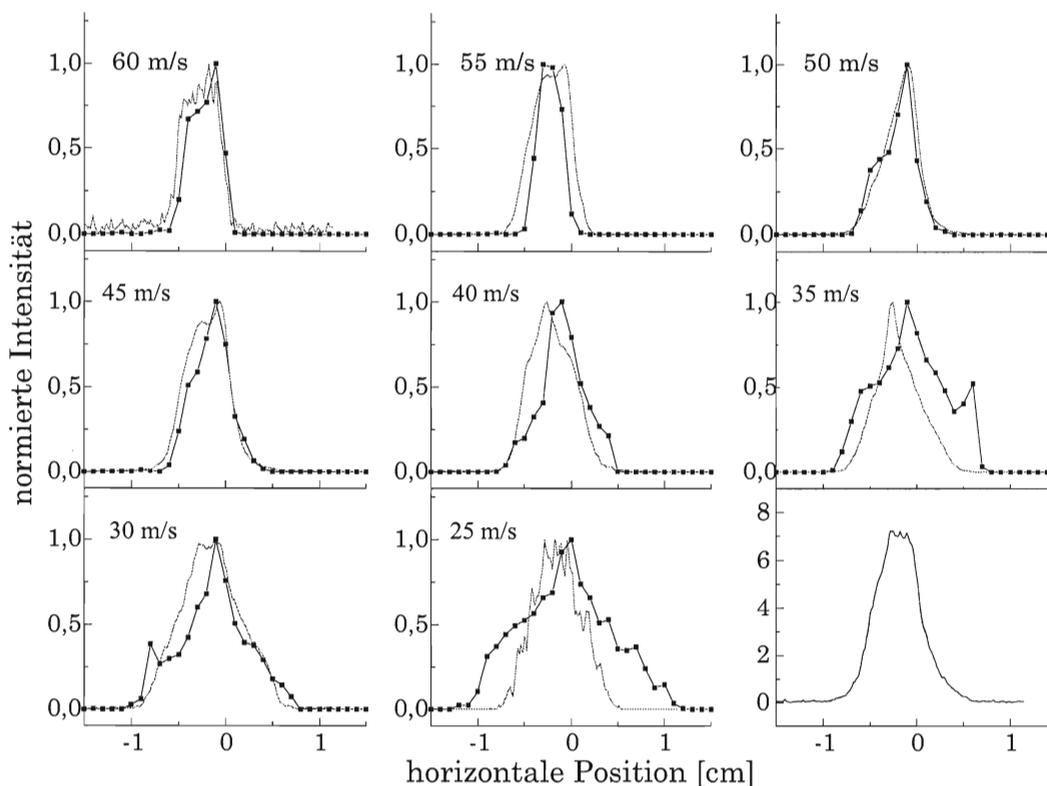


Abbildung 4.12. Experimentell bestimmte horizontale Strahlprofile (Linien) im Abstand von 3,5 cm vom Ausgang der Kurve. Zum Vergleich sind die aus Simulationsrechnungen gewonnenen theoretischen Profile als gepunktete Linien ebenfalls eingezeichnet. Negative (positive) Positionen entsprechen Ablenkungen von unter (über) $24,5^\circ$ an. Rechts unten ist die Summierung aller normierten experimentellen Profile zu sehen. Sie zeigt den gesamten Bereich, in dem der Atomstrahl die Kurve verläßt.

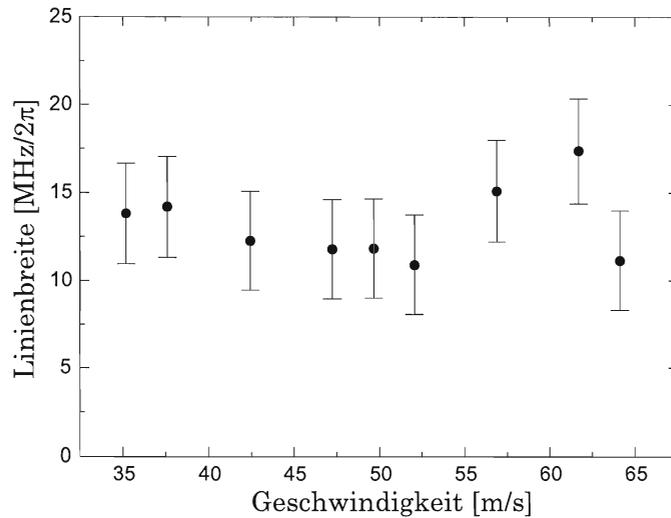


Abbildung 4.13. Linienbreite der mit dem Photomultiplier aufgenommenen Fluoreszenz (vgl. 4.8) 5 cm hinter der Kurve. Das Anregungsspektrum entspricht einem Voigt-Profil und gibt somit ein Maß für die im Atomstrahl auftretenden Transversalgeschwindigkeiten. Die Eichung der Frequenzachse erfolgt mit einem simultan aufgenommenen Sättigungsspektrum. Das eingezeichnete Fehlerintervall resultiert aus der Unsicherheit der Frequenzeichung.

Maxima der Verteilungen. Ersteres liegt an den von der longitudinalen Geschwindigkeit unabhängigen möglichen transversalen Geschwindigkeiten, die von der Potentialhöhe des Magnetfeldes dominiert werden. Dies wird auch experimentell durch die mit dem Photomultiplier aufgenommene Fluoreszenz (siehe Abschnitt 4.3.3) in Abhängigkeit von der Laserverstimmung bestätigt. Abbildung 4.13 zeigt eine nahezu konstante Linienbreite über den gesamten beobachteten longitudinalen Geschwindigkeitsbereich hinweg. Wegen der senkrechten Anregung des Atomstrahls ist die Breite zugleich ein Maß für die auftretenden Dopplerverschiebungen und damit der transmittierten transversalen Geschwindigkeiten. Bei vergleichbarer transversaler Geschwindigkeit ist die Divergenz für kleinere longitudinale Geschwindigkeiten größer (s. a. den folgenden Abschnitt 4.5), was ein räumlich breiteres Atomstrahlprofil in der Nachweiszone zur Folge hat.

Die jeweilige transversale Geschwindigkeit eines Atoms am Ausgang der Ablenkung hängt von der Eintrittsposition und der longitudinalen Geschwindigkeit ab. Da die Atome in der Kurve parabelartigen Trajektorien folgen (vgl. z. B. Abschnitt 4.2), besitzen Atome, die in der Nähe eines Umkehrpunktes aus der Kurve austreten, eine geringere transversale Geschwindigkeit als Atome, die weit entfernt von einem Umkehrpunkt austreten. Abbildung 4.14 zeigt die aus Simulationen bestimmte Anzahl von Oszillationen innerhalb der Kurve für unterschiedliche Startpositionen und Geschwindigkeiten. Man erkennt, daß die Zahl der horizontalen Oszillationen, d. h. Oszillationen in der Ablenkungsebene, bei höheren Geschwindigkeiten zunehmend unabhängig von der horizontalen Startposition ist. Dies gilt

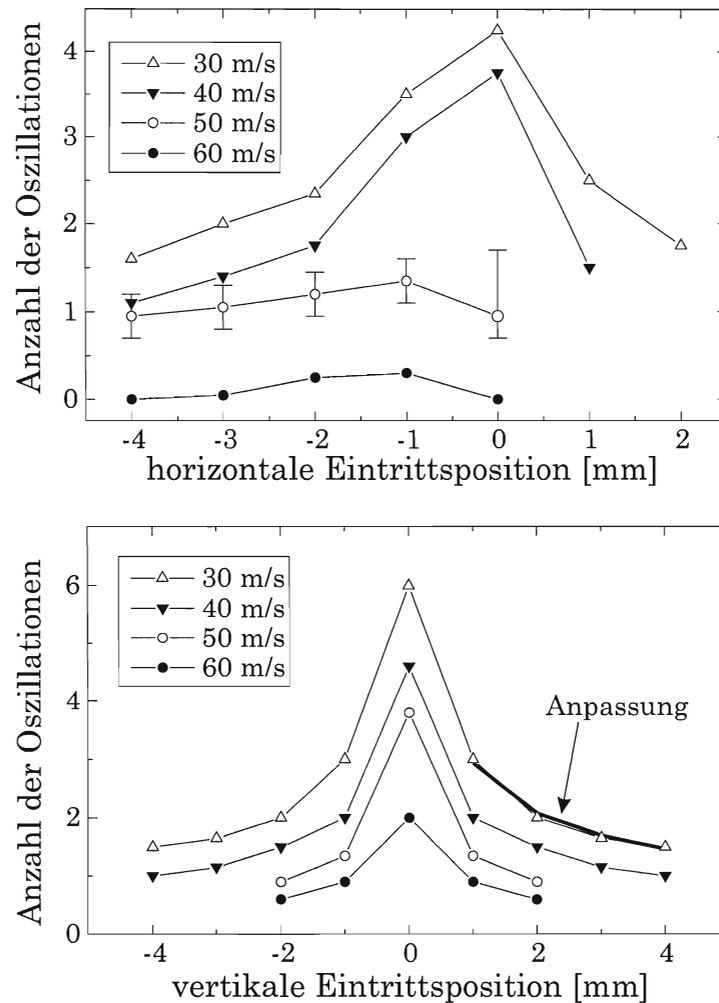


Abbildung 4.14. Aus Simulationsrechnungen bestimmte Anzahl der Oszillationen in Abhängigkeit von der horizontalen (oberes Bild) bzw. vertikalen (unteres Bild) Startposition für unterschiedliche longitudinale Geschwindigkeiten bei parallelem Einfall der Atome. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Anzahl ist im oberen Bild für 50 m/s beispielhaft eingezeichnet. Die größere Unsicherheit bei einer Startposition von 0 mm ist auf die geringe Amplitude der Oszillation zurückzuführen. Der Fehler bei den anderen Geschwindigkeiten ist vergleichbar. Die Anpassung wurde mit der Funktion $\alpha x^{-1/2}$ durchgeführt, mit der vertikalen Position x . Dabei ergibt sich für den Parameter $\alpha = 2,9$, der trotz der wenigen Stützstellen gut mit dem theoretischen Wert von $2,6$ übereinstimmt.

insbesondere für den Bereich von -3 mm bis -1 mm, aus dem der größte Teil der geführten schnellen Atome stammt (vgl. Abb. 4.3). Die Atome verlassen die Kurve an nahe beieinanderliegenden Positionen, die wiederum von der longitudinalen Geschwindigkeit abhängen und so die Maxima an verschiedenen Orten hervorrufen (siehe Abb. 4.12). Die schwache Variation der Zahl der Oszillationen mit der Startpositionen, die im vertikalen Fall stärker ist, liegt an der Zunahme der Zentrifugalkraft mit der Geschwindigkeit. Bei z. B. 60 m/s sind Zentrifugalkraft und die vom Magnetfeld ausgeübte Zentripetalkraft etwa gleich groß, und es tritt keine Oszillation auf. Da die Atome in vertikaler Richtung näherungsweise Wurfparabeln folgen nimmt die Zahl der Oszillationen ungefähr umgekehrt proportional mit der Geschwindigkeit ab. Die Periodendauer einer Oszillation ist bei konstanter Beschleunigung proportional zur Wurzel der vertikalen Eintrittsposition. Somit ist die Zahl der Oszillationen umgekehrt proportional zur Wurzel der vertikalen Eintrittsposition, was von den numerischen Simulationsrechnungen bestätigt wird (vgl. Abb. 4.12).

4.5 Divergenz

Wie im vorigen Abschnitt schon angedeutet ist der aus der magnetischen Ablenkung austretende Atomstrahl divergent. Zur quantitativen Bestimmung der Divergenz wird der Atomstrahl $3, 5$ cm und $5, 1$ cm hinter der Ablenkung senkrecht mit einem durchgestimmten Nachweislaser beleuchtet und die von den Atomen abgestrahlte Fluoreszenz mit einer CCD-Kamera von oben aufgenommen (vgl. auch vorigen Abschnitt). Die Divergenz wird als der halbe Winkel bezeichnet, mit dem sich die Profildbreite (volle Breite für Abfall auf e^{-2} der Maximalintensität) verändert. Abbildung 4.15 zeigt die gemessenen Profildbreiten und die vollen Kreise in Abbildung 4.16 die damit bestimmte Divergenz in Abhängigkeit von der longitudinalen Geschwindigkeit. Es bestätigt sich, daß die Divergenz mit abnehmender longitudinaler Geschwindigkeit zunimmt. Die aus Simulationen gewonnenen Resultate (offene Kreise) stimmen gut mit den experimentellen Ergebnissen überein.

Die relativ große Divergenz des aus der Kurve austretenden Atomstrahls erfordert, daß weiterführende Experimente nahe am Ausgang erfolgen müssen, will man nicht auf einen Großteil des Flusses verzichten. Alternativ kann der Strahl aber auch hinter der Ablenkung nochmals mit Lichtkräften kollimiert werden, wobei die Quadrupol-Symmetrie des Randfeldes eine zweidimensionale magnetooptische Melasse ermöglicht.

4.6 Konsequenzen für die gravitomagnetische Falle

Die in den vorigen Abschnitten vorgestellten experimentellen Ergebnisse zeigen, daß sich Cäsiumatome effizient in magnetischen Feldern führen lassen. Die theoretische Beschreibung liefert sowohl qualitativ als auch quantitativ eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten. Die numerische Berechnung der Magnetfelder und die Simulation

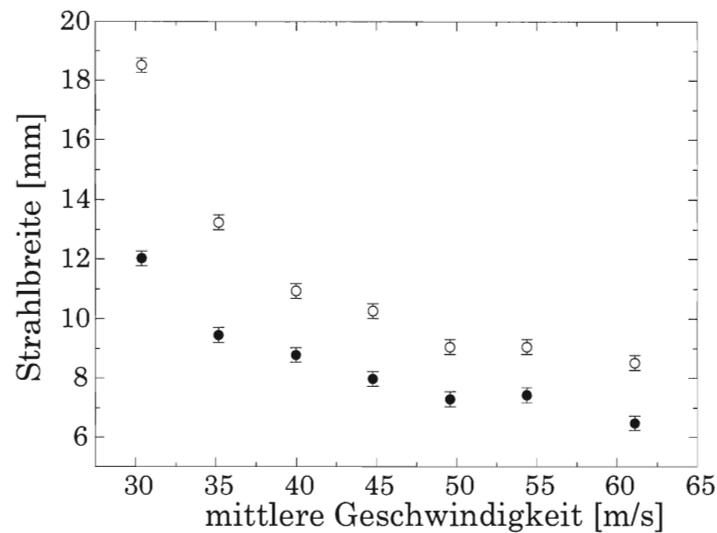


Abbildung 4.15. Horizontale Breite (Abfall auf e^{-2}) des abgelenkten Atomstrahls im Abstand von 3,5 cm (volle Kreise) und 5,1 cm (offenen Kreise) als Funktion der longitudinalen Geschwindigkeit. Das Fehlerintervall ist auf die Ablesegenauigkeit zurückzuführen.

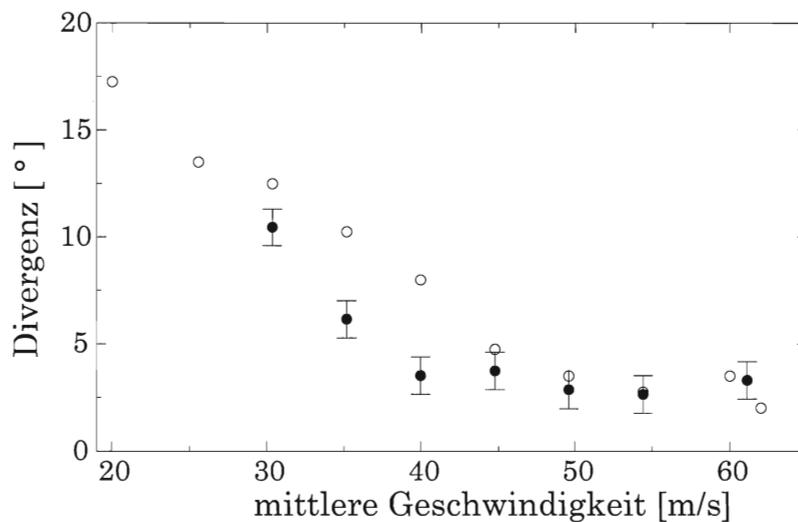


Abbildung 4.16. Volle Kreise: Aus Abbildung 4.15 experimentell bestimmte Divergenz des Atomstrahls hinter der Kurve. Der eingezeichnete Fehler resultiert aus dem Fehler bei der Bestimmung der Profilbreiten.
Offene Kreise: Berechnete Divergenz aus Monte-Carlo-Simulationsrechnungen.

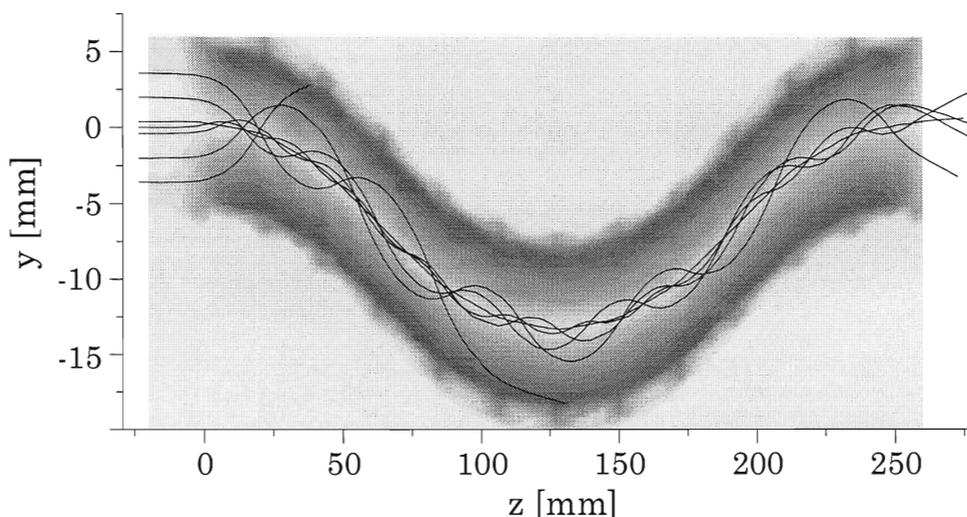


Abbildung 4.17. Trajektorien durch die gravitomagnetische Falle. Die atomare Geschwindigkeit beträgt 20 m/s.

der atomaren Trajektorien können daher zur Charakterisierung der Strahlführung in der gravitomagnetischen Falle herangezogen werden.

In Abbildung 4.17 sind beispielhaft einige Trajektorien durch das in Abschnitt 2.3.3 berechnete magnetische Quadrupolpotential der Falle eingezeichnet. Die atomare Geschwindigkeit wird dem Atomstrahl der magnetooptischen Strahlquelle entsprechend mit 20 m/s angenommen. Außerdem wird auch die Schwerkraft bei der Berechnung mit berücksichtigt. Atome, die zu weit oben oder unten in das Feld eintreten, können vom Feld nicht geführt werden und stoßen gegen die Magnete.

Die Startpositionen, an denen die Atome vom Feld geführt werden (s. Abb. 4.18), konzentrieren sich aufgrund der unterschiedlichen Krümmungen der Falle auf den zentralen Bereich. Neben den grau eingezeichneten Startpositionen ist in Abbildung 4.18 auch die Eintrittsöffnung und die Größe des Atomstrahls der magnetooptischen Strahlquelle (Abschnitt 2.1.4) markiert. Atome, die von Positionen starten, die in der Abbildung außerhalb der Öffnung der Magnetscheiben liegen, können geführt werden, da sie in den auslaufenden Randfeldern vor den Magnetscheiben bereits in Richtung minimaler Feldstärken beschleunigt werden und deshalb nicht gegen die Magnete stoßen. Die Segmentierung der Quadrupolscheiben spiegelt sich in der Verteilung der Startpositionen deutlich wider. Abbildung 4.18 zeigt, daß der Atomstrahl der magnetooptischen Strahlquelle fast verlustfrei führbar sein sollte.

Abbildung 4.19 zeigt die Transmission in Abhängigkeit von der mittleren atomaren Geschwindigkeit. Dabei wird ein 3 mm x 3 mm großer Atomstrahl, der die Öffnung fast vollständig ausleuchtet, vorausgesetzt. Bei Geschwindigkeiten oberhalb von 20 m/s nimmt die Transmission rapide ab, so daß der Zeeman-Bremser als Atomstrahlquelle ungeeignet ist.

Um die Atome in der Falle einzufangen, kann den Atomen mit Hilfe der Spontanlicht-

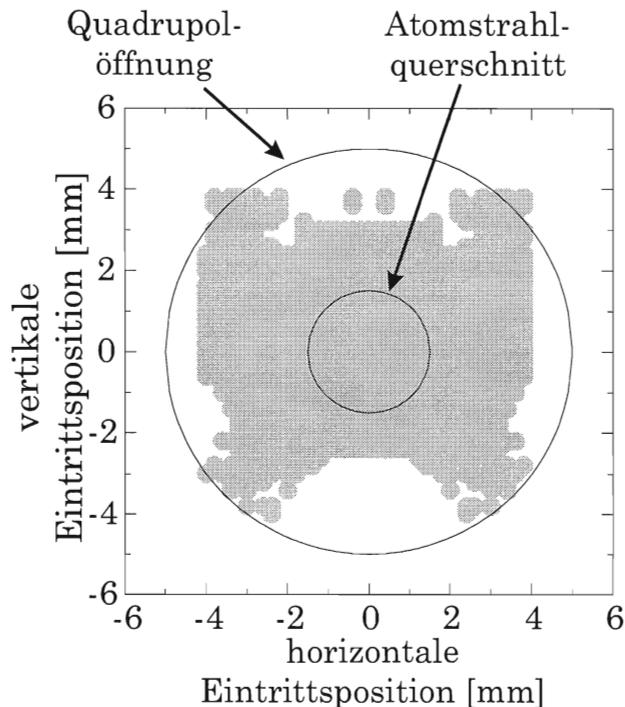


Abbildung 4.18. Der grau markierte Bereich stellt die möglichen Startpositionen dar, von denen aus die Atome bei einer Geschwindigkeit von 20 m/s noch geführt werden können. Der Bereich ist an einigen Stellen sogar außerhalb der Magnetscheibenöffnung. Atome, die hier starten werden von den Randfeldern in die Öffnung gelenkt. Der Atomstrahl aus der magnetooptischen Strahlquelle sollte praktisch verlustfrei führbar sein.

kraft durch Einstrahlen eines gegenläufigen Laserstrahls im zweiten Viertel der Falle so viel Energie entzogen werden, daß sie das Schwerkraftpotential nicht mehr überwinden können. Aufgrund der starken Magnetfeldgradienten und der damit verbundenen Frequenzverschiebungen der optischen Übergänge, bietet sich das gepulste Lichtfeld des Titan-Saphir-Lasers zum effizienten Abbremsen der Atome an. Bei den in der Falle vorherrschenden starken Magnetfeldern liegt die Verschiebung der atomaren Übergangsfrequenz trotzdem noch innerhalb der Frequenzbandbreite der kurzen Lichtpulse. Um die Anforderungen an das Abbremsen abzumildern, kann zusätzlich im Minimum der Falle eine optische Melasse eingesetzt werden, um Atome trotz steiler Magnetfeldgradienten in der Falle zu fangen, wie Bagnato et al. [5] und Tollett et al. [91] zeigen konnten. Dazu wird mit einem in longitudinaler Richtung angebrachten Helmholtz-Spulenpaar ein homogenes Magnetfeld überlagert. In drei senkrecht zueinanderstehenden Raumrichtungen werden in sich zurückreflektierte Laserstrahlen eingestrahlt, die eine dreidimensionale geschwindigkeitsdämpfende σ^+ -optische Melasse realisieren. Die Polarisation der Laserstrahlen gewährleistet, daß die Atome in einem gebundenen Zustand gekühlt werden und nach dem Abschalten der Laserstrahlen somit

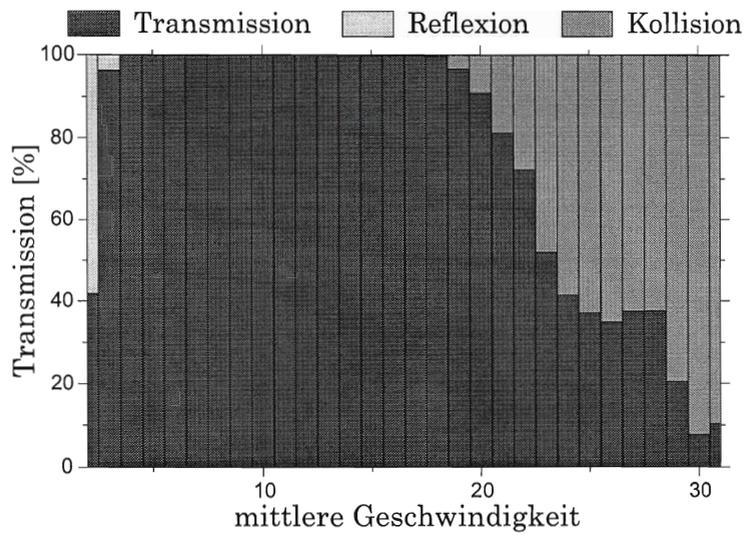


Abbildung 4.19. Transmission der gravitomagnetischen Falle als Funktion der Geschwindigkeit für einen 3 mm x 3 mm großen Atomstrahl

im Potential aus Magnetfeld und Schwerfeld bei Temperaturen in der Nähe des Dopplerlimits gefangen sind.

5 Zusammenfassung

Die gezielte Beeinflussung des Bewegungszustandes von Atomen eröffnet neue Wege in vielen Bereichen der Physik. Die Bestimmung von Naturkonstanten mit bislang unerreichter Präzision, das Studium quantenstatistischer Phänomene und der Einsatz in der Atomlithographie sowie -mikroskopie sind nur einige der Anwendungsbeispiele. Im Rahmen dieser Arbeit konnten sehr unterschiedliche Methoden vorgestellt werden, mit denen die Ablenkung beziehungsweise Führung von Atomen in konservativen Potentialen erreicht wird.

Die bei gegenläufigen kurzen Lichtpulsen auftretende stimulierten Kräfte können die spontane Lichtkraft um Größenordnungen übertreffen. Gleichzeitig wird das mit der spontanen Emission verbundenen statistischen Heizen stark unterdrückt. Die experimentell bestimmte räumlich variierende, rücktreibende Kraft konnte zur Fokussierung eines Atomstrahls genutzt werden. In der Erweiterung auf drei Dimensionen ergibt sich ein Potential, mit dem der Aufbau neuartiger, extrem tiefer Fallen möglich ist [28].

Aufgrund der spektralen Frequenzbandbreite ist die stimulierte Lichtkraft in Anwesenheit steiler Magnetfeldgradienten und bei großen Dopplerverschiebungen einsetzbar. Molekülstrahlen können auf diese Weise abgelenkt werden, wie Voitsekhovich et al. demonstrieren konnten [96]. Mit den in der Arbeit vorgestellten experimentellen Methoden und Techniken sollte eine Erhöhung des stimulierten Impulsübertrags auf Moleküle möglich sein. Auf dem Gebiet der Atominterferometrie kann die stimulierte Lichtkraft mit kurzen Pulsen zur Erhöhung der Auflösung und Präzision bei der Bestimmung von fundamentalen Konstanten beitragen [45, 102]. Weitere interessante Einsatzmöglichkeiten kurzer Pulse sind die von Balykin vorgeschlagene magnetooptische Kompression kalter Atome [6] und die von Lewenstein und You angeregte Untersuchung eines Bose-Einstein Kondensats [55].

Die vorgestellte Ablenkung und Führung eines neutralen Atomstrahls entkoppelt verschiedene Experimentierschritte voneinander. Der kompakte und modulare Aufbau der magnetischen Felder eröffnet ein weites Anwendungsspektrum in vielen Bereichen der Physik. Kalte Atomstrahlen können zu beliebigen Orten transferiert und dort in weiteren Experimenten eingesetzt werden. Beispielsweise können gekühlte Atomstrahlen in der Atomlithographie zum Substrat geführt werden oder zum Fangen in eine Atomfalle geladen werden. Durch Erweiterung der vorgestellten 24° -Kurve auf 360° ist die Realisierung eines kompakten Speicherrings für neutrale Atome möglich. Eine gravitomagnetische Falle zur Erzeugung eines quasi-eindimensionalen Gases sowie ein Atomstrahl zum effizienten Beladen wurde aufgebaut. Mit den in Kapitel 2.1.4 vorgeschlagenen Verbesserungen sollte ein Füllen der Falle gelingen. Das bislang umstrittene Verhalten eines eindimensionalen Sy-

stems insbesondere in der Nähe der kritischen Temperatur für Bose-Einstein-Kondensation könnte auf diese Weise experimentell zugänglich werden.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Abramowitz, I. A. Stegun (Hg.), *Handbook of Mathematical Functions*, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., (1964)
- [2] L. Allen, J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, Wiley Interscience, New York, (1975)
- [3] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, *Science* **269**, 198, (1995)
- [4] M. Arndt, P. Szriftgiser, J. Dalibard, A. M. Steane, *Phys. Rev. A* **53**, 3369, (1996)
- [5] V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis, A. G. Martin, E. L. Raab, R. N. Ahmad-Bitar, D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2194, (1987)
- [6] V. I. Balykin, *JETP Lett.* **66**, 349, (1997)
- [7] A. Bambini, P. R. Berman, *Phys. Rev. A* **23**, 2496, (1981)
- [8] T. H. Bergeman, P. McNicholl, J. Kycia, H. Metcalf, N. B. Balazs, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2249, (1989)
- [9] J. E. Bjorkholm, R. R. Freeman, A. Ashkin, D. B. Pearson, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1361, (1978)
- [10] I. Bloch, *Stimulierte Lichtkräfte mit Pikosekunden Laserpulsen*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms Universität Bonn, (1996)
- [11] I. Bloch, A. Goepfert, D. Haubrich, F. Lison, R. Schütze, R. Wynands, D. Meschede, in: *SPIE '97*, (1997)
- [12] S. N. Bose, *Z. Phys.* **26**, 178, (1924)
- [13] C. C. Bradley, C. A. Sackett, R. G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 985, (1997)
- [14] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollet, R. G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687, (1995)

- [15] L. C. Bradley, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1931, (1992)
- [16] G. Breit, I. I. Rabi, *Phys. Rev.* **38**, 2082, (1931)
- [17] C. Cohen-Tannoudji, in: R. Balian, S. Haroche, S. Liberman (Hg.), *Les Houches, Session XXVII, 1975 - Frontiers in Laser Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam, (1977)
- [18] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023, (1989)
- [19] J. Dalibard, C. Salomon, A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, in: S. Harsche, J. C. Gay, G. Grynberg (Hg.), *Proceedings of the 11th Conference on atomic physics*, World Scientific, Singapore, (1989)
- [20] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. Druten, D. D. Durfee, D. M. Kurn, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969, (1995)
- [21] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5202, (1995)
- [22] W. Demtröder, *Laserspektroskopie–Grundlagen und Techniken*, Kapitel 3, S. 41, Springer-Verlag, dritte Auflage, (1993)
- [23] R. W. Ditchburn, J. C. Gilmore, *Rev. Mod. Phys.* **13**, 310, (1941)
- [24] M. A. Duguay, J. W. Hansen, *Appl. Phys. Lett.* **14**, 14, (1968)
- [25] A. Einstein, *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* **1924**, 261, (1924)
- [26] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, M. Zhu, *Phys. Rev Lett.* **54**, 996, (1985)
- [27] R. P. Feynman, *Vorlesungen über Physik*, Band 2, R. Oldenbourg Verlag, München, Wien, (1973)
- [28] T. G. M. Freegarde, J. Walz, T. W. Hänsch, *Opt. Commun.* **117**, 262, (1995)
- [29] H. Friedburg, *Z. Phys.* **8**, 493, (1951)
- [30] H. Friedburg, W. Paul, *Naturwiss.* **38**, 159, (1951)
- [31] H. Friedmann, A. D. Wilson, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 270, (1976)
- [32] A. Gavrielides, P. Peterson, *Opt. Commun.* **104**, 46, (1993)
- [33] K. E. Gibble, S. Kasapi, S. Chu, *Opt. Lett.* **17**, 526, (1992)
- [34] F. Gires, P. Tournois, *Compt. Rend.* **258**, 6112, (1964)

- [35] R. J. Glauber, Phys. Rev. **131**, 2766, (1963)
- [36] A. Goepfert, I. Bloch, D. Haubrich, F. Lison, R. Schütze, R. Wynands, D. Meschede, Phys. Rev. A **56**, R 3354, (1997)
- [37] A. Goepfert, F. Cremers, I. Bloch, F. Lison, D. Haubrich, R. Wynands, D. Meschede, Verhandl. DPG (IV) **31**, (1996)
- [38] J. P. Gordon, A. Ashkin, Phys. Rev. A **21**, 1606, (1980)
- [39] K. Halbach, Nucl. Instr. Meth. **198**, 213, (1982)
- [40] D. Haubrich, *Beobachtung und magnetische Speicherung einzelner neutraler Atome*, Dissertation, Universität Hannover, (1995)
- [41] H. F. Hess, Phys. Rev. B **34**, R 3476, (1986)
- [42] T. W. Hänsch, A. L. Schawlow, Opt. Commun. **13**, 68, (1975)
- [43] W. G. Kaenders, *Magnetische Atomoptik mit laserpräparierten neutralen Atomen*, Dissertation, Universität Hannover, (1994)
- [44] W. G. Kaenders, F. Lison, I. Müller, A. Richter, R. Wynands, D. Meschede, Phys. Rev. A **54**, 5067, (1996)
- [45] M. Kasevich, S. Chu, Appl. Phys. B **54**, 321, (1992)
- [46] A. P. Kazantsev, Sov. Phys. JETP **39**, 784, (1974)
- [47] W. Ketterle, N. J. Druten, Phys. Rev. A **54**, 656, (1996)
- [48] W. Ketterle, N. J. Druten, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37**, 181, (1996)
- [49] E. Krüger, *Anregung von Atomen in modengekoppelten Laserfeldern*, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, (1992)
- [50] E. Krüger, Z. Phys. D **31**, 13, (1994)
- [51] E. Krüger, J. Opt. Soc. Am. B **12**, 15, (1995)
- [52] V. Letokhov, V. Minogin, B. Pavlik, Sov. Phys. JETP **45**, 698, (1977)
- [53] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. D. Phillips, P. Gould, H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **61**, 169, (1988)
- [54] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, c. E. Tanner, R. N. Watts, C. I. Westbrook, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2084, (1989)

- [55] M. Lewenstein, L. You, Phys. Rev. Lett. **71**, 1339, (1993)
- [56] F. Lison, H.-J. Adams, D. Haubrich, M. Kreis, S. Nowak, D. Meschede, Appl. Phys. B **65**, 419, (1997)
- [57] Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell, C. E. Wieman, Phys. Rev. Lett. **77**, 3331, (1996)
- [58] E. Majorana, Nuova Cimento **9**, 43, (1932)
- [59] S. L. McCall, E. L. Hahn, Phys. Rev. **183**, 457, (1969)
- [60] J. J. McClelland, R. E. Scholten, E. C. Palm, R. J. Celotta, Science **262**, 877, (1993)
- [61] H. Metcalf, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2206, (1989)
- [62] P. W. Milonni, L. E. Thode, Appl. Opt. **31**, 785, (1992)
- [63] H. Monien, M. Linn, N. Elstner, *Is a trapped one-dimensional bose gas a luttinger liquid?*, zur Veröffentlichung eingereicht, (1997)
- [64] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, C. E. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571, (1990)
- [65] C. J. Myatt, N. R. Newbury, R. W. Ghrist, S. Loutzenhiser, C. E. Wieman, Opt. Lett. **21**, 290, (1996)
- [66] I. Nebenzahl, A. Szöke, Appl. Phys. Lett. **25**, 327, (1974)
- [67] J. Nellesen, J. H. Müller, K. Sengstock, W. Ertmer, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2149, (1989)
- [68] J. Nellesen, J. Werner, W. Ertmer, Opt. Commun. **78**, 300, (1990)
- [69] M. A. Newbold, G. J. Salamo, Phys. Rev. Lett. **42**, 887, (1979)
- [70] B. Nölle, H. Nölle, J. Schmand, H. J. Andrä, Europhys. Lett. **33**, 261, (1996)
- [71] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, E. A. Cornell, Phys. Rev. Lett. **74**, 3352, (1995)
- [72] W. Phillips, H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **48**, 596, (1982)
- [73] W. H. Press, Teukolsky, Vetterling, Flannery, *Numerical recipes*, University Press, Cambridge, zweite Auflage, (1988)
- [74] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631, (1987)

-
- [75] C. W. Raman, N. S. Nath, Proc. Ind. Acad. Sci. **2**, 406, (1933)
- [76] N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, Oxford, (1968)
- [77] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T. W. Hänsch, Opt. Commun. **117**, 541, (1995)
- [78] E. Riis, D. S. Weiss, K. A. Moler, S. Chu, Phys. Rev. Lett. **64**, 1658, (1990)
- [79] H. P. Rojas, *On Bose-Einstein-condensation in any dimensions*, zur Veröffentlichung eingereicht, (1997)
- [80] N. Rosen, C. Zener, Phys. Rev. **40**, 502, (1932)
- [81] S. Royal Swedish Academy of Science, Stockholm, pressemitteilung, (1997)
- [82] R. Schütze, *Atomstrahlführung mit permanentmagnetischen Quadrupolen*, Diplomarbeit, Universität Bonn, (1997)
- [83] R. Schütze, A. Goepfert, F. Lison, I. Bloch, M. Kreis, D. Haubrich, R. Wynands, D. Meschede, Verhandl. DPG (VI) **32**, 327, (1997)
- [84] J. Söding, R. Grimm, Y. B. Ovchinnikov, P. Bouyer, C. Salomon, Phys. Rev. Lett. **78**, 1420, (1997)
- [85] J. Söding, D. Guery-Odelin, P. Desbiolles, G. Ferrari, J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **80**, 1869, (1998)
- [86] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, (1986)
- [87] Spectra-Physics, *Mode-locked Ti:sapphire users manual*, (1994)
- [88] O. Stern, Zeitschrift f. Physik **7**, 249, (1921)
- [89] R. J. Temkin, J. Opt. Soc. Am. B **10**, 830, (1993)
- [90] G. Timp, R. E. Behringer, D. M. Tennant, J. E. Cunningham, M. Prentiss, K. K. Berggren, Phys. Rev. Lett. **69**, 1636, (1992)
- [91] J. J. Tollett, C. C. Bradley, C. A. Sacket, R. G. Hulet, Phys. Rev. A **51**, R22, (1995)
- [92] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, J. Dalibard, PRA **52**, 1423, (1995)
- [93] N. J. van Druten, W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **79**, 553, (1997)
- [94] N. V. Vitanov, P. L. Knight, Phys. Rev. A **52**, 2245, (1995)

- [95] V. Voitsekhovich, V. Danileiko, A. Negriiko, V. Romanenko, L. Yatsenko, *Sov. Phys. JETP* **72**, 72, (1991)
- [96] V. S. Voitsekhovich, M. V. Danileiko, A. M. Negriiko, V. I. Romanenko, L. P. Yatsenko, *JETP Lett.* **59**, 409, (1994)
- [97] V. S. Voitsekhovich, M. V. Danileiko, A. M. Negrilko, *JETP Lett.* **49**, 161, (1989)
- [98] H. Wallis, W. Ertmer, *J. Phys. B* **21**, 2999, (1988)
- [99] C. E. Wieman, L. Hollberg, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 1, (1991)
- [100] A. Witte, T. Kisters, F. Riehle, J. Helmcke, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1030, (1992)
- [101] R. Wynands, F. Diedrich, D. Meschede, H. R. Telle, *Rev. Sci. Instrum.* **12**, 5586, (1992)
- [102] B. Young, M. Kasevich, S. Chu, in: P. R. Berman (Hg.), *Atom interferometry*, S. 363, Academic Press, London, England, (1997)

Danksagung

Diese Arbeit beendet eine für mich privat und wissenschaftlich sehr bewegte und aufregende Zeit. Meiner Frau Claudia möchte ich zuerst danken für die Tatsache, daß sie bei mir ist, sowie für ihre permanente Unterstützung und die manchmal notwendigen klaren Worte. Auch meiner Tochter, Miriam, gilt mein Dank, die mich - oft ohne es zu wissen - emotional aufgerichtet hat. Meinen Eltern und meiner ganzen Familie gebührt besonderer Dank für ihre ständige Bereitschaft zur Hilfestellung. Bei Heinz-Gerd Balders, Rüdiger Bartels, Marc Owerfeldt, Kristina Tewes und Carsten Voges bedanke ich mich für ihre auch über Raum und Zeit hinweg bestehenden Beistand.

Am wissenschaftlichen Erfolg maßgeblich beteiligt ist Prof. Meschede, der mir mit seiner Gesprächsbereitschaft und seinen Ideen in schwierigen Situationen immer wieder geholfen hat. Auch für seine Hilfe für die Zeit „danach“ möchte ich ihm danken.

Mit meinen Laborfreunden Dietmar Haubrich und Frank Lison verbinden mich fruchtbare Diskussionen, viele Tage und Nächte im Labor, 24-Stunden-Schichten, (Daumen-) Schrauben hier und Widerstände da; aber auch eine große Menge Spaß, Freude und Kartoffelgratin. Schade, daß die Zeit zu Ende geht!

„Vielen Dank“ an meine Diplomanden Florian Cremers, Immanuel Bloch und Rainer Schütze, die mit mir Freud und Leid des Laborlebens geteilt haben. Zusammen mit Carsten Szymanowski, Melanie Kreis, Hans-Jürgen Adams und Peter Schuh haben sie mich im Labor mit ihrer Einsatzfreude, Hilfsbereitschaft und ihrem Ideenreichtum unterstützt und durch ihre Persönlichkeit immer wieder frischen Wind durch unser Labor geweht.

Meinem Diplomvater, Robert Wynands, danke ich für seine „richtigen“ Fragen und seine vielen Anregungen.

Den Mitvätern Victor Gomer und Frank Strauch, sowie den Mitdoktoranden Oliver Harms, Henry Leinen, Alexa Nagel, Harald Schadwinkel und Bernd Ueberholz danke ich für die vielen Einsichten, zu denen sie mir verholfen haben. Ihnen und allen anderen Mitstreitern, die mir in der einen oder anderen Art und Weise geholfen haben und dazu beitrugen, daß im Institut eine sehr angenehme Atmosphäre herrscht, gilt mein Dank.

Dazu gehören natürlich nicht zuletzt die Gruppe von Prof. Urban, die uns einen warmen Empfang bereitet haben, und die Gasverflüssigung sowie die Feinmechanik-, Elektro- und Zentralwerkstatt, deren Mitarbeiter oftmals die undankbare Aufgabe hatten, aus meinen Zeichnungen schlau zu werden. Dennoch haben sie mit großem Engagement zugepackt und mit ihrer hervorragenden Leistung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Die helfende Hand von Herrn Ernst ermöglichte einen zügigen Start in Bonn.

Dagmar Eichler-Becker gebührt besonderer Dank für ihre vielfältigen Hilfestellungen und ihre Freundschaft. „Fin“ Lathumahina und Herr Haberstroh sorgten mit wachen Augen dafür, daß das IAP nicht bankrott ging.

Nochmals „Danke“ an alle!! Ich werde noch lange und gerne an diese Zeit zurückdenken.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Andreas Goepfert
geboren: 2.5.1966 in Offenhausen
Familienstand: verheiratet, 1 Kind
Staatsangehörigkeit: Deutsch

Werdegang

1986 Erlangung der Allgemeinen Hochschulreife am Technischen
Gymnasium, Nordhorn

1986-87 Zivildienst bei der Arbeiterwohlfahrt, Nordhorn

1987-90 Studium der Physik an der Universität Hannover, Vordiplom

1990-91 Auslandsstudium (Physik) an der University of New South
Wales, Sydney, Australien

1991-1994 Studium der Physik an der Universität Hannover
Abschluß: Diplom

1994-heute Promotionsstudiengang Physik mit Nebenfach Geophysik
und
Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut f. Angewandte
Physik, Arbeitsgruppe Prof. Meschede, Universität Bonn

April 1998 Abgabe der Dissertation

Bonn, den 31.03.98