

Atomstrahlumlenkung mit Magnetbändern

von
Ralph Peter Bertram

Cs

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn
im März 2000

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Korreferent: Prof. Dr. M. Kobel

Ich versichere, daß ich die Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: Prof. Dr. D. Meschede
Korreferent: Prof. Dr. M. Kobel

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Licht- und magnetische Kräfte	3
2.1	Lichtkräfte	3
2.1.1	Doppler-Kühlung	3
2.1.2	Sub-Doppler-Kühlung	5
2.2	Magnetische Kraft	7
3	Die Atomstrahlapparatur	10
3.1	Der Cäsiumofen	11
3.2	Diodenlaser als Lichtquellen	12
3.3	Transversale und longitudinale Strahlkühlung	14
3.4	Polarisation des Atomstrahles	18
4	Atomstrahloptik mit Magnetbändern	20
4.1	Alternierend magnetisierte Oberflächen	20
4.2	Überlegungen zu atomoptischen Komponenten aus Magnetbändern	22
4.3	Eine „Flüstergalerie“ für Atomstrahlen	23
4.3.1	Nicht-perfekte Magnetbänder	25
4.3.2	Strahlumlenkung mit nicht-perfektem Magnetband	27
4.3.3	Strahlprofil nach der Umlenkung	30
5	Herstellung und Charakterisierung der Bänder	33
5.1	Aufnahme	33
5.2	Messung der Periodenlänge	34
5.3	Kleben der Bänder	35
5.4	Untersuchung der Oberfläche	35

6 Experimente am Atomstrahl	37
6.1 Aufbau der Experimentierzone	37
6.2 Bestimmung des Oberflächenfeldes	37
6.3 Gekrümmtes Magnetband	40
6.3.1 Abzählen von Reflexionen	41
6.3.2 Majorana-Übergänge	42
7 Zusammenfassung und Ausblick	45
Anhang:	
A Magnetfeldberechnung bei gewellten Bändern	46
Literaturverzeichnis	49

Kapitel 1

Einleitung

Die ersten Experimente mit Strahlen aus neutralen Atomen gehen zurück bis 1911, als Dunoyer die geradlinige Ausbreitung von verdampftem Natrium hinter einem Blendensystem untersuchte [Ram56]. Seit den berühmten Arbeiten von Stern und Gerlach in den 20er Jahren, die wichtige Impulse für die Entwicklung der modernen Quantenmechanik lieferten, sind Atomstrahlexperimente aus der modernen Physik nicht mehr wegzudenken. Dopplerfreie optische Spektroskopie oder die Herstellung hochgenauer Frequenzstandards mit Hilfe von Mikrowellen-Resonanzen an Atomstrahlen („Atomuhren“) sind nur zwei Beispiele.

Die Herstellung von Optiken, bestehend aus Linsen, Spiegeln oder Strahlteilern für Atomstrahlen, wurde zwar immer wieder versucht, scheiterte aber meist daran, daß durch die thermische Geschwindigkeitsverteilung im Strahl sehr große chromatische Abbildungsfehler (bei Linsen) bzw. geringe Reflektivitäten (bei Spiegeln) auftraten. Seit Anfang der 80er Jahre, als die Technik der Laserkühlung entwickelt wurde, ist es durch die Nutzung von Lichtkräften möglich, intensive Quellen langsamer und kalter Atome zu präparieren. Die dadurch stark vergrößerten Wechselwirkungszeiten erlauben es nun, die schwachen Kräfte, die inhomogene elektrische oder magnetische Felder auf atomare Dipolmomente ausüben, gezielt zur Manipulation von Neutralatomen zu nutzen. Im Hinblick auf die Erzeugung immer kleinerer Strukturen werden in unserem Labor Methoden zur Manipulation von Atomstrahlen und zu gezielter Deposition von Atomen auf Oberflächen entwickelt.

Atomoptische Komponenten, sowohl Spiegel als auch Linsen und Strahlteiler für langsame Atomstrahlen, sind in den letzten Jahren mit Hilfe von Lichtkräften realisiert worden [Des97]. Sie erfordern allerdings hohe Laserleistungen und bedeuten damit einen großen experimentellen Aufwand. Vladimirskiĭ schlug bereits 1961 vor, Anordnungen alternierender Magnetfelder zur Erzeugung steiler Feldgradienten zu nutzen [Vlad61, Opat92], um mit deren Kraft auf das magnetische Moment von Neutralteilchen strahloptische Komponenten herzustellen. Inzwischen sind magnetische Spiegel aus Permanentmagneten [Schu98], sowie Spiegel und Strahlführungen aus Anordnungen von elektrischen Leitern

[Drn99, Thy99] demonstriert worden. Besonders interessant sind magnetische Speichermedien wie Floppy Discs oder Magnetbänder als Reflektoren, denn sie erlauben sehr kleine Magnetisierungsperioden, was besonders steile Feldgradienten zur Folge hat. Desweiteren ist es möglich, sie auch in gekrümmte Form zu bringen. In der Arbeitsgruppe von Prof. E. Hinds an der University of Sussex in Brighton ist es gelungen, ultrakalte Atome aus einer magnetooptischen Falle mit geeignet magnetisierten, sphärisch gebogenen Videobändern fokussierend zu reflektieren. [Saba99].

Als Grundlage für *strahloptische* Komponenten kamen Magnetbänder bisher aufgrund der geringen Oberflächenmagnetisierung nicht zum Einsatz, da die kinetischen Energien in üblichen gekühlten Atomstrahlen für senkrechte Reflexion zu groß sind. *Streifende Reflexion* unter Winkeln von $0 - 2^\circ$ ist jedoch möglich und wurde bereits in in unserem Labor demonstriert. In der Röntgenoptik existieren bereits optische Komponenten, die mit streifender Reflexion an gekrümmten Oberflächen arbeiten. Diese kann man sich für Atomstrahloptiken aus Magnetband zum Vorbild nehmen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit Hilfe von uns aus Brighton zur Verfügung gestellten magnetisierten Bändern eine in der Röntgenoptik als „Flüstergalerie“ bekannte Strahlumlenkung untersucht. Mittels mehrfacher streifender Reflexion an einem gekrümmten Magnetband ist es damit möglich, einen langsamen Atomstrahl um größere Winkel abzulenken. Eine flexible Konstruktion erlaubt Ablenkwinkel zwischen 3 und 25° sowie die Bestimmung der Anzahl von Reflexionen.

In Kapitel 2 und 3 werden zunächst die physikalischen Prinzipien von Licht- und magnetischen Kräften und die Cäsium- Atomstrahlapparatur beschrieben. In Kapitel 4 folgen Überlegungen und Simulationsrechnungen zur „Flüstergalerie“. Die Herstellung und Untersuchung der Magnetbänder und schließlich die Experimente am Atomstrahl sind Themen der Kapitel 5 und 6.

Kapitel 2

Licht- und magnetische Kräfte

Zur Präparation des kalten Cäsium-Atomstrahles wird das Verfahren der Laserkühlung angewandt, welches sich die Wirkung von Lichtkräften auf neutrale Atome zunutze macht. Deren grundlegende Prinzipien sollen hier kurz vorgestellt werden.

Bei den Experimenten zur magnetischen Strahlführung spielen Magnetkräfte eine wichtige Rolle, auf die im Folgenden ebenfalls eingegangen wird.

2.1 Lichtkräfte

Die Wechselwirkung einer nahresonanten Lichtwelle mit einem Ensemble von Atomen gliedert sich in zwei Anteile: Zum einen die durch *spontane* Emissionsprozesse hervorgerufenen Kräfte („*Spontankräfte*“), die die sogenannten Doppler- und Sub-Doppler-Kühlmechanismen ermöglichen, und zum anderen die durch kohärente Umverteilung von Photonen zwischen Lichtfeldern infolge *stimulierter* Prozesse hervorgerufenen Kräfte (sogenannte *Dipolkräfte*). Nur die ersteren sind dissipativ und eignen sich damit unmittelbar zum Kühlen von Atomen. Im Folgenden soll daher nur auf die Spontankräfte näher eingegangen werden.

2.1.1 Doppler-Kühlung

Der Mechanismus der sogenannten Doppler-Kühlung basiert auf dem einfachen Prinzip des Lichtdruckes: Ein Zwei-Niveau-Atom absorbiert ein Photon aus dem Laserstrahl und nimmt dabei seinen Impuls $\hbar k$ auf. Die anschließende spontane Reemission des Photons geschieht in eine vom Zufall bestimmte Richtung, so daß sich der Impulsübertrag der Emission bei vielen Absorptions-Emissions-Zyklen im Mittel aufhebt. Pro Zyklus wird daher im Mittel ein Impuls von $\hbar k$ **gerichtet** übertragen.

Die mittlere Photonenstreurrate R , also die Anzahl der Zyklen pro Sekunde, ist zum einen abhängig von der Lebensdauer des angeregten Zustandes $\tau = 1/\Gamma$ (30,5 ns bei Cäsium), zum anderen von den Parametern des Lichtfeldes : Sättigungsparameter I/I_0 und Verstimmung Δ gegenüber der Resonanzfrequenz des Überganges.

Die Spontankraft ergibt sich dann als Produkt des Einzelimpulses und der Streurate [Ert87] :

$$F_{\pm}^{sp} = p_{Photon} \cdot R_{\pm} = \pm \hbar k \cdot \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_0}{(1 + I/I_0 + (2(\Delta \mp kv)/\Gamma)^2)}. \quad (2.1)$$

Hierbei ist ein in positiver Richtung propagierendes Atom mit Geschwindigkeit v und Dopplerverstimmung $\Delta_D = kv$ und ein in positiver (+) bzw. negativer (-) Richtung propagierendes Lichtfeld angenommen. Bei hohen Intensitäten ($I/I_0 \rightarrow \infty$) sättigt die Kraft und es gilt

$$F_{\pm}^{max} = \pm \frac{\hbar k \Gamma}{2}. \quad (2.2)$$

Das ergibt für Cäsium bei Verwendung der D_2 -Linie eine maximale Beschleunigung von

$$a_{max} = \frac{\hbar k \Gamma}{2m_{Cs}} \lesssim 5800g. \quad (2.3)$$

Sie ist also hauptsächlich durch die Lebensdauer $1/\Gamma$ des angeregten Zustandes bestimmt. Bringt man das Ensemble in den Bereich zweier eindimensional gegenläufiger Laserstrahlen, so kann man für geringe Sättigung ($I/I_0 \ll 1$) die Terme mit entgegengesetzten Vorzeichen aus Gleichung (2.1) addieren. Mit $kv \ll (|\Delta|, \Gamma)$ ergibt sich

$$F^{sp} = F_+^{sp} + F_-^{sp} \approx 4\hbar k^2 I/I_0 \frac{2\Delta/\Gamma}{(1 + (2\Delta/\Gamma)^2)^2} \cdot v = -\alpha_{sp} \cdot v. \quad (2.4)$$

Wie in Abbildung 2.1 verdeutlicht, hat F^{sp} für kleine Geschwindigkeiten und rotverstimmtes Lichtfeld ($\Delta < 0$) die Form einer Reibungskraft mit Reibungskoeffizient α_{sp} , die die atomare Bewegung dämpft und so das Ensemble kühlt.

Aufgrund der stochastischen Natur des Emissionsprozesses verschwindet das zeitliche Mittel der emissionsbedingten Impulsüberträge auf das Atom. Es ergibt sich jedoch eine diffusive Bewegung der Atome im Phasenraum, ähnlich der Brownschen Molekularbewegung, wodurch wiederum eine Aufheizung entsteht. Im Gleichgewicht der Kühl- und Heizprozesse ergibt sich in Richtung der Laserstrahlung pro Freiheitsgrad eine thermische Energie von

$$\frac{1}{2} k_B T = \frac{1}{2} m v_{rms}^2 = \frac{\hbar \Gamma}{8} \frac{1 + 2I/I_0 + (2\Delta/\Gamma)^2}{2|\Delta/\Gamma|}. \quad (2.5)$$

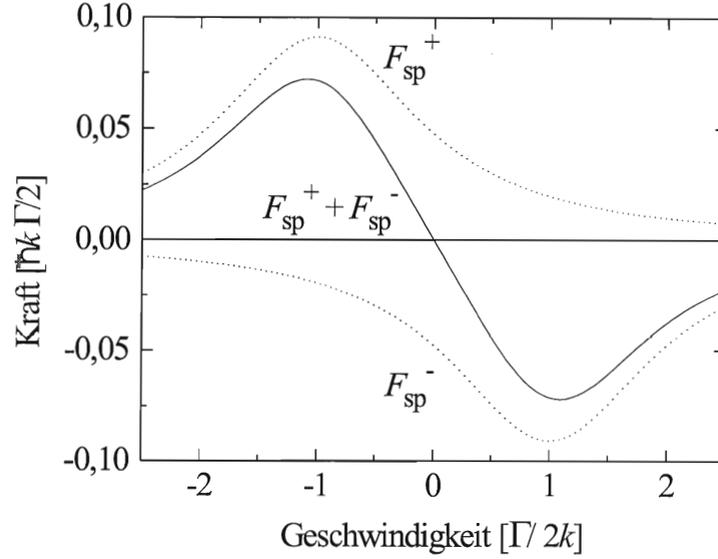


Abbildung 2.1: Abhängigkeit der Spontankraft von der normierten Geschwindigkeit in einer eindimensionalen Optischen Melasse. Die gepunkteten Linien stellen die Kräfte F_{sp}^{\pm} der einzelnen um $\Delta = -\Gamma/2$ rotverstimmtten Laser dar, die durchgezogene Linie die Gesamtkraft.

Die zugehörige Temperatur nimmt für kleine Intensitäten und $\Delta = -\Gamma/2$ das Minimum

$$T_{Doppler} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2.6)$$

an. Diese als *Dopplerlimit* bezeichnete Temperatur beträgt für Cäsium $125 \mu\text{K}$, was einer rms-Geschwindigkeitsbreite von $12,5 \text{ cm/s}$ entspricht. Das Dopplerlimit gilt auch bei einer Erweiterung auf mehrere Dimensionen.

Die Bewegung der Atome in solcherart Laserfeldern ähnelt der Bewegung von Teilchen in einer hochviskosen Flüssigkeit, weshalb für diese Anordnung der Begriff „*Optische Melasse*“ geprägt wurde.

2.1.2 Sub-Doppler-Kühlung

In Optischen Melassen wurden schon früh [Lett88] Temperaturen weit unterhalb des Dopplerlimits beobachtet. Die hierzu führenden Mechanismen beruhen auf der komplexen Struktur der Energiezustände *realer* Atome und auf der speziellen Konfiguration der Lichtfelder, durch die lokale Unterschiede der Polarisation erzeugt und ausgenutzt werden können [Dal89].

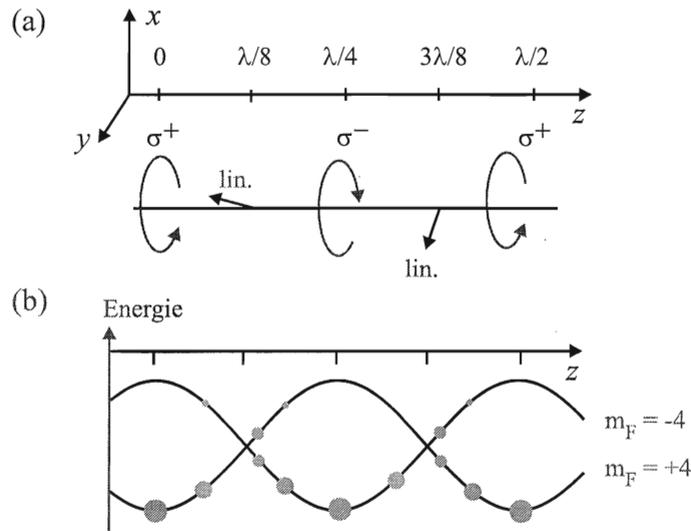


Abbildung 2.2: (a) Ortsabhängige Polarisation des Lichtfeldes (b) Zugehörige AC-Stark-Verschiebung der beiden äußeren m_F -Niveaus des Cäsium. Die relative Besetzung ist durch die Größe der Punkte angedeutet.

Sind in einer Optischen Melasse die Polarisationen des hin- und rücklaufenden Lasers linear und senkrecht zueinander orientiert, so ergibt sich eine stehende Welle mit in Abständen von $\lambda/8$ rechtszirkularer (σ^+), linearer, linkszirkularer (σ^-) und wieder linearer Polarisation (Abbildung 2.2 a). Die normalerweise entarteten Grundzustands-Unterniveaus mit $|F = 4, m_F = -4 \dots +4 \rangle$ (im Cäsium) erfahren gleichzeitig durch das Lichtfeld eine leichte Energieverschiebung durch den Stark-Effekt, und zwar sind in Bereichen mit σ^+ -Polarisation die negativen, insbesondere der $|m_F = -4 \rangle$ -Zustand, höherenergetisch, in Bereichen mit σ^- -Polarisation die positiven Niveaus (Abbildung 2.2 b).

Ein Atom im Bereich der σ^+ -Polarisation wird nun optisch in Richtung des niederenergetischen $|m_F = +4 \rangle$ -Zustandes gepumpt, da die σ^+ -Polarisation nur Übergänge mit $\Delta m_F = +1$ zuläßt. Befindet es sich in Bewegung, so muß es, um in einen Bereich mit anderer Polarisation zu gelangen, potentielle Energie aufwenden, zu Lasten seiner kinetischen Energie. Bei den folgenden Umpumpprozessen nehmen die dabei spontan emittierten Photonen die höhere potentielle Energie mit, so daß sie dem Atom verloren geht. Bei jedem dieser Prozesse verliert das Atom somit kinetische Energie in der Größenordnung der Stark-Verschiebung und kann bei Durchlaufen vieler dieser Zyklen noch weit unter die Grenze des Dopplerlimits gekühlt werden. Damit dieser auch *Polarisationsgradientenkühlen* genannte Mechanismus funktioniert, müssen die Atome bereits auf nahezu Dopplertemperatur heruntergekühlt sein. Sonst bewegen sie sich sonst so schnell, daß die Umpumpprozesse nicht innerhalb der Zeit stattfinden können, in der

sie sich in einem Gebiet geeigneter Polarisation befinden.

Aus der griechischen Mythologie wurde für diesen Mechanismus der Begriff „*Sisyphus-Kühlung*“ entlehnt, da das Atom immer wieder neue Potentialberge erklimmen muß.

Eine untere Grenze für diesen Kühlmechanismus stellt die Geschwindigkeit eines einzelnen Photonenrückstoßes dar („*recoil limit*“):

$$v_R = \frac{\hbar k}{M_{\text{Atom}}}. \quad (2.7)$$

Für Cäsium ergibt sich $v_{\text{rms}} \approx 3,5$ mm/s, das entspricht nach $T = \frac{M_{\text{Atom}} v_{\text{rms}}^2}{2k_B}$ einer Temperatur von etwa $T_R \approx 200$ nK. In der Praxis werden mit der Kombination aus Doppler- und Sisyphus-Kühlung rms-Geschwindigkeiten um 1–2 cm/s erreicht.

2.2 Magnetische Kraft

Paramagnetische Atome besitzen ein permanentes magnetisches Moment μ , das mit äußeren Magnetfeldern wechselwirken kann.

Gibt W die Energie des Atomes im Magnetfeld an¹, so wirkt in einem inhomogenen Magnetfeld auf das Atom eine Kraft gemäß

$$\vec{F}_{\text{mag}} = -\vec{\nabla} W(\vec{B}) = -\vec{\nabla}(\vec{\mu} \cdot \vec{B}). \quad (2.8)$$

Ändert sich die Richtung des magnetischen Flußdichtevektors so langsam, daß das Atom adiabatisch folgen kann, richtet sich also das magnetische Moment $\vec{\mu}$ immer nach der aktuellen Richtung des Feldes aus, reduziert sich (2.8) auf die Abhängigkeit vom Betrag des Magnetfeldes:

$$\vec{F}_{\text{mag}} = -\mu_{\text{eff}} \cdot \vec{\nabla} |\vec{B}|. \quad (2.9)$$

Der Betrag des so definierten effektiven magnetischen Momentes $|\vec{\mu}_{\text{eff}}|$ ist in Abbildung 2.3 für den $|F = 4 \rangle$ -Grundzustand des Cäsium dargestellt. Zu erwähnen ist insbesondere, daß für $|F = 4, m_F = +4 \rangle$ μ_{eff} maximal und unabhängig vom äußeren Feld B ist. Zudem ist μ_{eff} positiv, ansteigende Felder wirken also repulsiv („*schwachfeldsuchendes Atom*“). Dieser Zustand eignet sich daher am besten für die Untersuchung magnetischer Kräfte.

¹Für das Grundzustandsdublett des Cäsium ($J = 1/2$) zu errechnen nach der Breit-Rabi-Formel [Brei31]

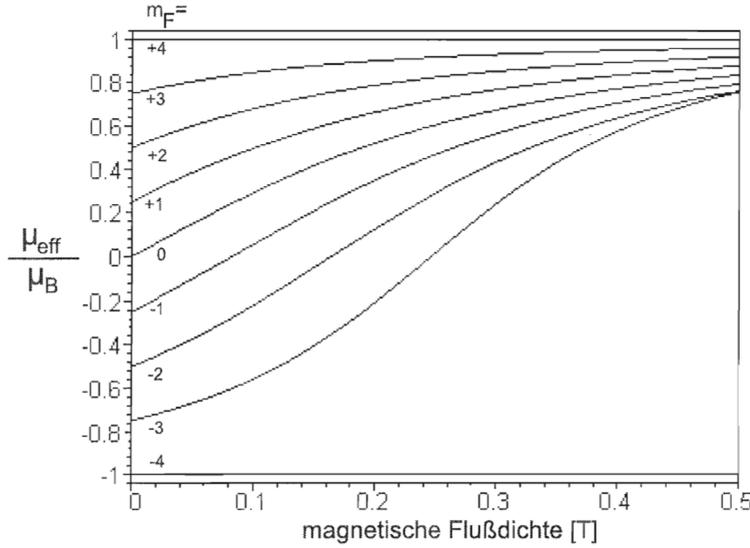


Abbildung 2.3: Effektives Magnetisches Moment für den $|F = 4\rangle$ -Grundzustand des Cäsium, nach der Breit-Rabi-Formel berechnet.

Da in unserer Anordnung mit periodisch magnetisierten Strukturen sich schnell ändernde Magnetfelder auftreten, ist es wichtig zu wissen, unter welchen Bedingungen die Adiabasie gewährleistet ist. Kann das Atom der Änderung der Richtung des Magnetfeldes nämlich nicht folgen, so finden Übergänge in andere m_F -Zustände statt, deren kleineres oder gar negatives μ_{eff} die Magnetkraft verringert oder anziehend werden läßt.

Die Berechnung solcher m_F -ändernden Übergänge ist z.B. in [Ram56] oder [Van89] beschrieben: Im (rotierenden) Bezugssystem des Atoms besteht das äußere Magnetfeld B aus einer Komponente B_1 in der aktuellen Feldrichtung und einer dazu senkrechten, mit der Kreisfrequenz $|\vec{\omega}|$ rotierenden Komponente B_2 . Die Zeitableitung des Feldes ist für konstantes B_1 , d.h. unter der Annahme eines konstanten Betrages des Gesamtfeldes:

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = \frac{d\vec{B}_2}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{B} = \left(\frac{\vec{B}}{B^2} \times \frac{d\vec{B}}{dt} \right) \times \vec{B} \quad (2.10)$$

Es kann gezeigt werden, daß m_F -ändernde Übergänge praktisch ausgeschlossen sind, falls $|\vec{\omega}|$, also die Rotationsfrequenz des Feldes, wesentlich kleiner als die momentane Larmorfrequenz $\omega_L = g\mu_B B/\hbar$ ist (g ist der Landé - Faktor des Systems). Ersetzen wir die Zeitableitung $\frac{d\vec{B}}{dt} = \vec{v} \cdot \nabla \vec{B}$ für eine gleichförmige Bewegung, so lautet das Kriterium:

$$\omega_L = \frac{g\mu_B |\vec{B}|}{\hbar} \gg \frac{|\vec{B} \times [(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{B}]|}{B^2} \quad \text{oder} \quad 1 = \frac{\omega_L B^2}{\vec{B} \times (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{B}} \gg 1. \quad (2.11)$$

Ist dieses Kriterium nur schlecht erfüllt, z. B. wenn das Magnetfeld und damit die Larmorfrequenz sehr klein wird, beginnt das Atom, zwischen den m_F -Zuständen zu oszillieren. Diese Oszillationen hat Majorana [Maj32] für den gleichförmigen Durchgang eines Atoms mit $F = 1/2$ durch eine Region mit verletzter Adiabasie-Bedingung integriert und kommt für die Wahrscheinlichkeit eines Überganges $m_F = 1/2 \rightarrow m_F = -1/2$ während des Durchganges auf

$$P_{[\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}]} = e^{-l\frac{\pi}{2}}, \quad (2.12)$$

wobei für l der kleinste Wert entlang der Trajektorie (maximale Verletzung des Kriteriums) einzusetzen ist.

Die Verallgemeinerung auf beliebige F stammt ebenfalls von Majorana und stellt einen Zusammenhang zwischen $P_{[\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}]}$ und Übergängen zwischen höheren m_F -Niveaus (allgemein als *Majorana-Übergänge* bezeichnet) her. Die Wahrscheinlichkeit, daß bei einem Durchgang *kein* Übergang aus dem $|m_F = +4\rangle$ -Zustand heraus stattfindet, ergibt sich daraus zu

$$P_{[+4, +4]} = (1 - P_{[\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}]})^8. \quad (2.13)$$

An dieser Stelle soll noch einmal darauf hingewiesen werden, daß die Gleichungen (2.10)–(2.13) unter der Annahme eines konstanten Gesamtfeldbetrages hergeleitet wurden. Eine exakte Rechnung erfordert die Lösung der Bloch-Gleichungen mit der speziellen Feldkonfiguration und muß numerisch berechnet werden.

Kapitel 3

Die Atomstrahlapparatur

Wegen der relativ geringen magnetischen Flußdichten, die mit handelsüblichen Magnetbändern erzeugt werden können, sind Experimente zur Atomstrahl-optik nur sinnvoll, wenn eine Quelle zur Verfügung steht, die einen intensiven, kollimierten Strahl von langsamen Atomen mit einer geringen Geschwindigkeitsbreite erzeugt. Eine solche Apparatur wurde in unserem Labor in den letzten Jahren aufgebaut und erfolgreich betrieben [Lis98, Lis00]. Sie liefert einen Fluß von etwa 10^{10} Cäsium-Atomen pro Sekunde bei einem Strahldurchmesser von 2–3 mm mit einer wählbaren Geschwindigkeit von 40 – 80 m/s, einer longitudinalen Geschwindigkeitsbreite von ca. 1 m/s und einer transversalen von wenigen cm/s.

Der Aufbau und die Strahleigenschaften sind eingehend in [Lis00] dargestellt. Daher soll die Apparatur hier nur kurz beschrieben werden, auf geringfügige Änderungen, wie die Verwendung eines neuen Ofens sowie ein verbessertes Optisches Pumpschema, wird näher eingegangen.

Es wird das einzige natürlich vorkommende, stabile Cäsium-Isotop ^{133}Cs verwendet. Im Ofen wird es verdampft und durch mehrere Blenden ein Strahl erzeugt (Abbildung 3.1). So vorkollimiert passieren die Atome eine zweidimensionale Optische Melasse, in der sie transversal gekühlt und damit weiter kollimiert werden. Innerhalb der Magnetspulen des Zeemanbremsers werden die Atome durch den ihnen entgegengerichteten Laser abgebremst, der Strahl wird dadurch longitudinal gekühlt. Durch die dabei stattfindenden statistischen Emissionsprozesse heizt sich der Strahl transversal auf und wird divergent. Aus diesem Grund wird er nach der Bremsstrecke durch eine magnetische Hexapollinse in ein Kollimationsmodul fokussiert, das eine zweite, diesmal leicht gegen die Strahlachse verkippte, zweidimensionale Optische Melasse darstellt. Dadurch wird der kalte Strahl um ca. 3° abgelenkt, ungebremste Atome werden aussortiert. Die letzte Stufe der Präparation ist das Optische Pumpen nahezu aller Atome in den $|F = 4, m_F = +4\rangle$ Zustand, bevor der Strahl den Bereich der Reflexionsexperimente erreicht.

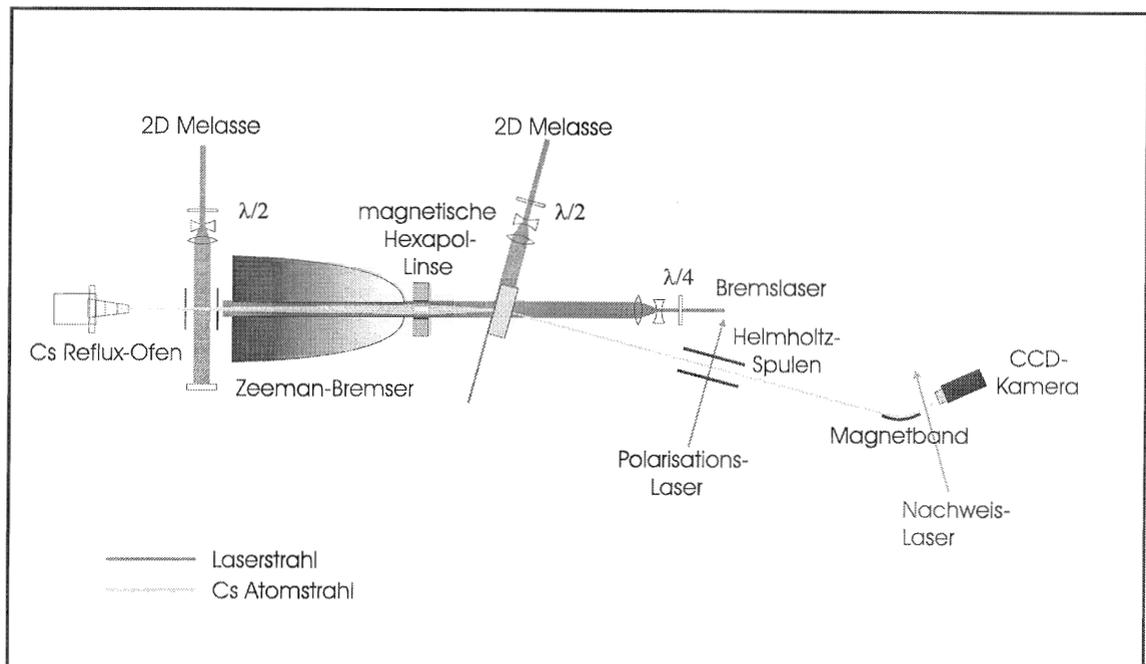


Abbildung 3.1: Apparatur zur Erzeugung des langsamen und kalten Atomstrahles. Die ganze Apparatur ist evakuiert bei einem Restdruck von typischerweise $5 \cdot 10^{-6}$ Pa.

3.1 Der Cäsiumofen

Cäsium hat eine Schmelztemperatur von $28,40^\circ\text{C}$ und eine Siedetemperatur von $669,3^\circ\text{C}$ [Wea84]. Der Dampfdruck reicht bereits ab 100°C aus, einen ausreichenden Strahl zu erzeugen. Im Experiment wird der Cäsiumvorrat auf ca. 130°C erhitzt, damit ein Fluß von $10^{12} - 10^{13}$ Atomen pro Sekunde in einem durch Blenden kollimierten Strahl entstehen kann. Bis vor kurzem diente eine einfache Knudsenzelle als Quelle. Diese hatte aber den Nachteil, daß Atome, die zwar aus dem Ofen entwichen, sich jedoch nicht entlang der Strahlachse bewegten und damit durch die Blenden abgefangen wurden, für das Experiment verloren waren. Der Verlust hatte zur Folge, daß nach ca. 10 Experimenttagen neues Cäsium nachgefüllt werden mußte, was einerseits recht gefährlich (Cäsium fängt bei Raumtemperatur an Luft sofort Feuer) ist, andererseits fast einen ganzen Tag zum Nachjustieren der Strahlapparatur kostete. Aus diesem Grund wurde ein bereits in der Arbeitsgruppe von Prof. Weis im IAP getesteter Nachbau eines von R.D. Swenumson und U. Even [Swe81] entworfenen „Reflux“-Ofens eingebaut. Dieser läßt das nicht in den Strahl gelangte Cäsium in die Ofenkammer zurückfließen und konnte so mit einer Füllung von 10 g Cäsium bereits mehrere Jahre lang betrieben werden.

Der „Reflux“-Ofen (Abbildung 3.2) besteht aus einem „heißen“ Teil, der eigentlichen Ofenkammer, und einem „kalten“ Teil, der aus einem System von fünf coaxialen, im Abstand von je 16 mm angeordneten Blenden (Blendenradius 1,5 mm) besteht. Der heiße Teil wird

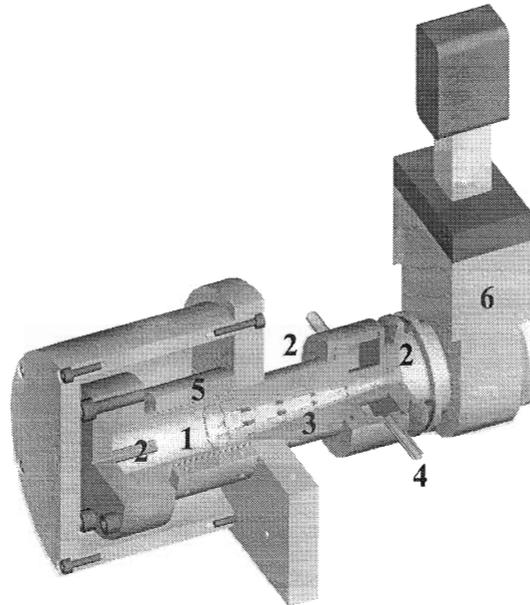


Abbildung 3.2: Cäsium-Reflux-Ofen 1) Cs-Reservoir 2) Bohrung für Temperaturfühler 3) Blendensystem 4) Kühlung 5) Heizdraht 6) Ventil.

mit einer Heizspule auf 130°C Temperatur gebracht, während der kalte Teil am Ende von Luft bei Raumtemperatur umströmt wird, wodurch sich ein Temperaturgefälle vom heißen zum kalten Ofenteil ergibt. Atome, die den heißen Teil nicht entlang der Strahlachse verlassen, kondensieren so an den relativ kalten Blenden. Der gesamte Ofen besteht aus Edelstahl, für den flüssiges Cäsium benetzend wirkt, und zwar besser bei höherer Temperatur. Dadurch strömt es zurück in die heiße Ofenkammer. Dieser Effekt wird um ein Vielfaches verstärkt, indem das Ofeninnere mit einem feinen Edelstahl-Drahtgitter (Drahtdurchmesser $28\ \mu\text{m}$, Maschenweite $74\ \mu\text{m}$) ausgelegt wurde, entlang dessen zusätzlich Kapillarkräfte wirken [Swe81]. Im IAP wurde mit einem nahezu baugleichen Ofen ein Fluß von bis zu $8 \cdot 10^{13}$ Atomen/s im Strahl gemessen [Ras99].

3.2 Diodenlaser als Lichtquellen

Die in den Experimenten benötigten Wellenlängen (Cäsium D_2 -Linie bei $852\ \text{nm}$) und Leistungen (bis zu $30\ \text{mW}$) können bequem mit kommerziell erhältlichen Diodenlasern erreicht werden. Es werden acht durch Gitter in Littrow-Anordnung frequenzstabilisierte Laserdioden verwendet. Als Referenz dienen, je nach benötigter Frequenz, ein Sättigungs-, Polarisations- oder Dopplerabsorptionsspektrum. Zusätzlich wird ein neuntes, ultrastabi-

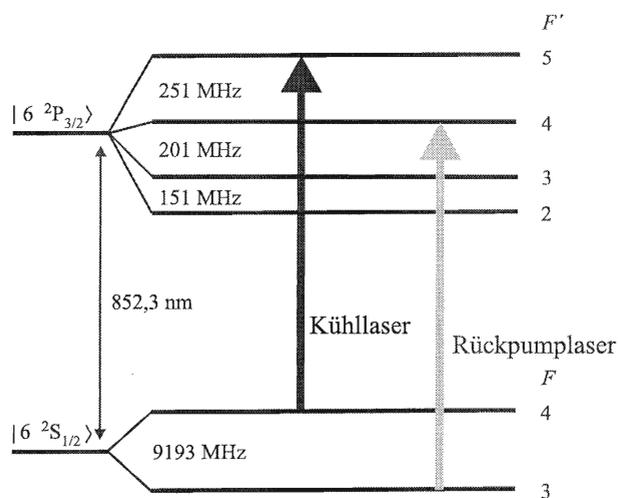


Abbildung 3.3: Termschema der relevanten Zustände des Cäsium

Laser	Übergang	Stabilisierung	Polarisation	Leistung
Referenz („Master“)	$ 4 \rangle \rightarrow 5' \rangle$	Pol. ¹	linear	1 mW
Kollimation I	$ 4 \rangle \rightarrow 5' \rangle - 13 \text{ MHz}$	Pol.	linear	20 mW
Rückpumper	$ 3 \rangle \rightarrow 4' \rangle$	Pol.		200 μ W
Bremslaser	$ 4 \rangle \rightarrow 5' \rangle + \approx 250 \text{ MHz}$	Offset	σ^+	28 mW
Rückpumper	$ 3 \rangle \rightarrow 4' \rangle$	Dopp.		400 μ W
Kollimation II	$ 4 \rangle \rightarrow 5' \rangle - 13 \text{ MHz}$	Pol.	linear	22 mW
Rückpumper ²	$ 3 \rangle \rightarrow 4' \rangle$	Dopp.		300 μ W
Opt. Pumpen a)	$ 4 \rangle \rightarrow 4' \rangle$	Pol.	σ^+	2 mW
Opt. Pumpen b) ²	$ 3 \rangle \rightarrow 4' \rangle$	Dopp.		2 mW
Nachweis	$ 4 \rangle \rightarrow 5' \rangle$	Sätt.	linear	5 mW

Tabelle 3.1: Übersicht der verwendeten Laser. Pol., Sätt., Dopp., Offset bedeuten jeweils Stabilisierung auf Polarisations-, Sättigungs- oder Dopplerabsorptions- spektrum bzw. Frequenzoffset zum Referenzlaser. Die angegebenen Leistungen stehen hinter den Fasern dem Experiment zur Verfügung. ¹ Der Referenzlaser ist mit einer externen Kavität, alle anderen sind gitterstabilisiert. Alle Laserdioden sind mit Peltierelementen temperaturstabilisiert, die Kavität des Referenzlasers befindet sich zusätzlich in einem isolierten und temperierten Kasten. ² Diese beiden Strahlen stammen aus einer Laserdiode. Mit Hilfe eines Strahlteilers wird ein Teil der Leistung jeweils in verschiedene Fasern eingekoppelt.

ler, mit einer externen Kavität auf ein Polarisationspektrum stabilisierter Diodenlaser [Haub96] als Referenz („Master“) für den auf einen Frequenzoffset von 240–260 MHz phasenstabilisierten Bremslaser benutzt. Dazu wird das Schwebungssignal zwischen Referenz- und Bremslaser auf einer schnellen Photodiode mit einem Signal der gewünschten Offset-Frequenz (aus einem Radiofrequenzgenerator) gemischt. Das dadurch entstehende niederfrequente Mischsignal wird als Fehlersignal zur Stabilisierung von Strom und Gitterposition der Laserdiode verwendet (PLL – phase locked loop).

Tabelle 3.1 zeigt eine Übersicht über Stabilisierung und Leistung der einzelnen Diodenlaser, sowie die Übergänge, auf die sie stabilisiert sind.

Alle Laser werden in polarisationserhaltende Monomodens-Fasern eingekoppelt und zum eigentlichen Experiment geführt. Dadurch ist gewährleistet, daß das Lichtfeld am Ausgang der Faser in der TEM_{00} -Mode schwingt. Außerdem erreicht man damit jeweils eine perfekte Überlagerung von Kühl- und Rückpumplaser.

3.3 Transversale und longitudinale Strahlkühlung

In Kapitel 2 wurde das Prinzip der Laserkühlung von Atomen für ein idealisiertes 2-Niveau-Atom vorgestellt. Abbildung 3.3 zeigt das Termschema der für die Laserkühlung relevanten Niveaus des realen Cäsium-Atoms. Ein effektives 2-Niveau-System ließe sich z.B. auf dem Übergang $|6^2S_{1/2}, F = 4 \rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F' = 5 \rangle$ („Kühllaser“) präparieren. Aufgrund der Auswahlregeln kann der obere $|F' = 5 \rangle$ - Zustand nur wieder in den $|F = 4 \rangle$ - Grundzustand zerfallen.

Da die oberen $|F' = 4 \rangle$ und $|F' = 5 \rangle$ - Zustände nur 251 MHz auseinander liegen, besteht beim Kühlvorgang eine kleine Wahrscheinlichkeit für eine Anregung des $|F' = 4 \rangle$ - Zustandes, der wiederum mit etwa 50% Wahrscheinlichkeit in das $|F = 3 \rangle$ - Grundzustands-Niveau zerfällt. Dadurch wäre das Atom für den Kühlprozess verloren. Aus diesem Grund strahlt man gleichzeitig einen schwachen, auf den $|F = 3 \rangle \rightarrow |F' = 4 \rangle$ - Übergang resonanten „Rückpumplaser“ ein, um die Atome über den $|F' = 4 \rangle \rightarrow |F = 4 \rangle$ - Zerfall wieder dem Kühlprozeß zuzuführen.

Kollimation I

Unmittelbar hinter dem Cäsiumofen befindet sich eine zweidimensionale Optische Melasse (Abbildung 3.4), die die Atome *transversal* bis unter das Dopplerlimit kühlt und damit den Strahl kollimiert. Dies gewährleistet, daß die Atome während des anschließenden Durchfluges durch den Zeeman-Bremser die Nähe der Strahlachse nicht verlassen und somit eine gleichbleibende Intensität des Bremslasers sehen, was für eine schmale longitudinale Geschwindigkeitsverteilung Voraussetzung ist.

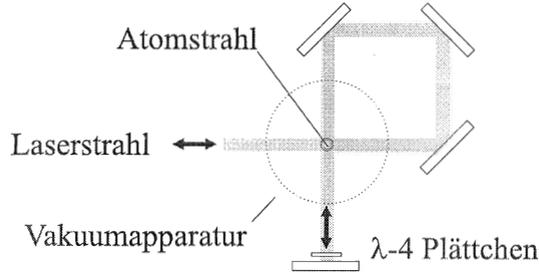


Abbildung 3.4: Zweidimensionale Optische Melasse zur transversalen Kollimation des Strahles. Die lineare Polarisation des Lichtfeldes liegt 45° zur Senkrechten gedreht, nach zweimaligem Durchgang durch ein $\lambda/4$ -Plättchen vor dem Endspiegel sind hin- und rücklaufende Polarisation senkrecht zueinander. Damit ergibt sich eine Lichtfeldkonfiguration wie in Kapitel 2.1.2 in zwei Dimensionen.

Bremsen des Atomstrahles

Die *longitudinale* Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl ist durch eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung gegeben. Zur longitudinalen Kühlung wird die Technik des Zeeman-Bremsens [Phil82] verwendet. Innerhalb der Magnetspulen des Zeeman-Bremsers erzeugen wiederholte Absorptions-Emissions-Prozesse durch den dem Strahl entgegengerichteten Bremslaser einen Strahlungsdruck, der die Atome abbremst. Der Dopplereffekt bewirkt jedoch mit einer Frequenzverschiebung von $\Delta_D = \vec{k} \cdot \vec{v}$ beim Abbremsen eine stetige Änderung der Absorptionsfrequenz, die kompensiert werden muß, um die Atome in Resonanz zu halten. Dies geschieht durch ein inhomogenes Magnetfeld, welches über den Zeeman-Effekt zu einer größeren Aufspaltung der Energieniveaus und damit einer höheren Resonanzfrequenz führt. Die Zeemanverschiebung beträgt in unserem Falle $\Delta_Z = \gamma \cdot B = 2\pi \cdot 14 \text{ MHz/mT} \cdot B$. Sollen sich Doppler- und Zeeman-Effekt kompensieren, muß also (mit Verstimmung des Lasers Δ_0) gelten:

$$\Delta_0 - \Delta_Z + \Delta_D = \Delta_0 - \gamma B(x) + kv(x) = 0. \quad (3.1)$$

Wollen wir eine konstante Beschleunigung a entlang der Bremsstrecke erhalten, so muß die magnetische Flußdichte der Bedingung

$$B(x) = B_{\text{Offset}} + B_0 \sqrt{1 - \frac{2ax}{v_0^2}} \quad (3.2)$$

genügen. Dabei ist v_0 die maximale noch gebremste Geschwindigkeit. Sie ist durch die Länge x der Bremsstrecke (hier: 1,4 m) und die Beschleunigung bestimmt. Deren Maximum ist nach Gleichung (2.3) durch die Lebensdauer des angeregten Zustandes begrenzt.

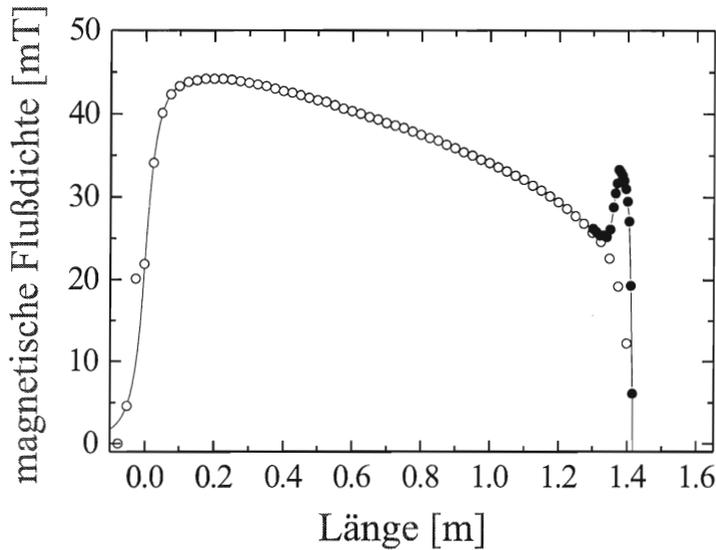


Abbildung 3.5: Magnetfeld innerhalb der Spulen des Zeemanbremsers. Die Kreise zeigen Meßwerte mit (ausgefüllt) und ohne (leer) Zusatzfeld am Ausgang.

v_0 und damit auch die Endgeschwindigkeit der Atome können wir nach Gleichung (3.1) über die Verstimmung des Bremslasers Δ_0 wählen.

Ein Offsetfeld B_{Offset} wird zusätzlich angelegt, um den Abstand zu den benachbarten Niveaus zu vergrößern und so unerwünschte Übergänge möglichst zu vermeiden, denn durch die unterschiedliche magnetische Aufspaltung von $|F = 4 \rangle \rightarrow |F' = 5 \rangle$ - und $|F = 3 \rangle \rightarrow |F' = 4 \rangle$ - Übergang ist ein Rückpumpen im Magnetfeld nicht durchgehend möglich. Zusätzlich ist der Bremslaser σ^+ - polarisiert, um als Kühlübergang ein effektives 2-Niveau-System zwischen $|F = 4, m_F = +4 \rangle$ und $|F' = 5, m_F = +5 \rangle$ zu präparieren. Obwohl fast alle Atome die vorangehende Optische Melasse im $|F = 4 \rangle$ - Zustand verlassen, werden im ansteigenden Magnetfeld am Anfang der Bremsstrecke verschiedene Übergänge resonant, deren obere Niveaus in den $|F = 3 \rangle$ - Grundzustand zerfallen. Um diese Atome in den Kühlübergang zurückzupumpen, ist der Rückpumplaser dennoch nötig, er ist so verstimmt, daß er zu Beginn der Kühlstrecke mit dem $|F = 3 \rangle \rightarrow |F' = 4 \rangle$ - Übergang resonant ist.

Am Ende der Magnetfeldregion fällt die Flußdichte gegenüber der für konstante Beschleunigung errechneten (Gleichung (3.2)) ab, wodurch die Atome stärker gebremst werden. Gleichung (2.3) setzt jedoch wegen der endlichen Lebensdauer des angeregten Zustandes ein Limit für die maximal mögliche Beschleunigung, die Atome fallen nach und nach aus der Resonanz. Daraus resultiert eine etwas höhere Geschwindigkeitsbreite. Um das zu verhindern, sind an dieser Stelle Permanentmagneten angebracht, die für einen kurzen Anstieg des Feldes und einen darauffolgenden raschen Abfall sorgen (Abbildung 3.5). Dadurch fallen alle Atome nahezu an der gleichen Stelle aus der Resonanz, was die

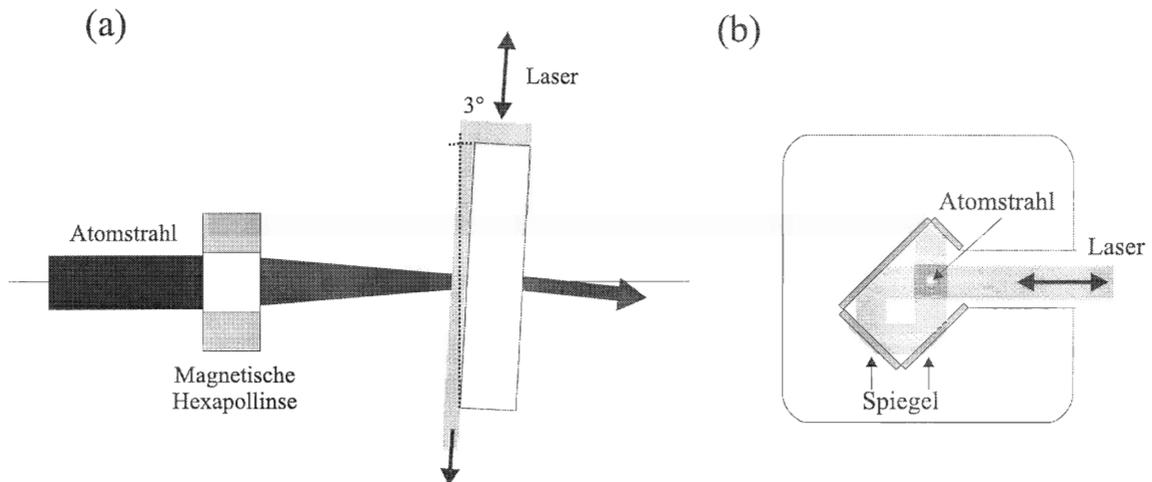


Abbildung 3.6: Modul zur optischen Kollimation des kalten Strahles. Durch die spezielle Spiegelanordnung entsteht am Ort des Strahldurchganges eine Optische Melasse mit Polarisationsgradienten, falls die Polarisations Ebene des Lasers 45° gegen die Zeichenebene verkippt ist.

Geschwindigkeitsbreite deutlich reduziert. Im steil abfallenden Feld ist die Resonanzbedingung kurzzeitig erneut erfüllt, wodurch sich die Geschwindigkeitsbreite jedoch nicht wesentlich erhöht.

Kollimation II und Ablenkung

Durch das longitudinale Kühlen ist der Strahl durch die spontanen Emissionen transversal aufgeheizt und stark aufgeweitet, die Atome befinden sich jedoch alle im (schwachfeldsuchenden) $|F = 4, m_F = 4\rangle$ -Zustand. Sie passieren daher eine magnetische Hexapollinse und werden durch deren von der Strahlachse nach außen quadratisch ansteigendes Feld räumlich fokussiert (Abbildung 3.6 a) [Kae96]. Etwa im Fokus der Hexapollinse befindet sich eine zweite Optische Melasse in Form des in Abbildung 3.6 b dargestellten Kollimationsmoduls. Aufgrund der speziellen Geometrie entstehen auf der Strahlachse wieder die in Kapitel 2.1.2 beschriebenen Polarisationsgradienten. Dadurch wird der Atomstrahl transversal wieder unter das Dopplerlimit gekühlt. Die longitudinale Aufheizung dabei ist minimal.

Das Modul ist gegen die Strahlachse leicht verkippt, so daß die gekühlten Atome um ca. 3° abgelenkt werden. Dadurch ist gewährleistet, daß ungebremste Atome geradeaus weiterfliegen und somit aussortiert werden.

3.4 Polarisation des Atomstrahles

Durch die Wechselwirkung mit dem Lichtfeld findet im Kollimationsmodul eine erneute Umverteilung der m_F -Zustände des $|F = 4\rangle$ -Grundzustandes statt. Wie in Kapitel 2.2 gezeigt, ist es für Experimente zur magnetischen Atomoptik notwendig, daß sich die Atome im $|F = 4, m_F = +4\rangle$ -Zustand befinden. Diese *Polarisation* des Strahles wird durch Optisches Pumpen hergestellt, bevor der Atomstrahl die eigentliche Experimentierzone erreicht. Dazu passiert der Strahl einen Zylinder aus hochpermeablem Material („ μ -Metall“) zur Abschirmung gegen das Erdmagnetfeld. Um eine definierte Projektionsachse zu erhalten, wird mittels Helmholtz-Spulen ein schwaches Magnetfeld ($\approx 10\mu\text{T}$) senkrecht zum Atomstrahl angelegt. In Magnetfeldrichtung werden dann die σ^+ -polarisierten Polarisationslaser eingestrahlt, resonant auf den $|4\rangle \rightarrow |4'\rangle$ bzw. $|3\rangle \rightarrow |4'\rangle$ -Übergang.

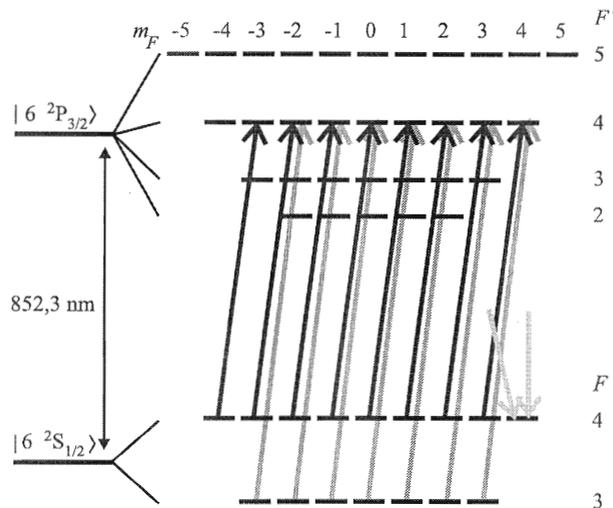


Abbildung 3.7: Prinzip des Dunkelzustandspumpens, Erläuterung im Text.

Abbildung 3.7 verdeutlicht das Prinzip: Durch die σ^+ -Polarisation der Laser sind nur Übergänge mit $\Delta m_F = +1$ erlaubt, während spontane Zerfälle mit $\Delta m_F = 0, \pm 1$ in beide Grundzustandsniveaus mit nahezu gleicher Wahrscheinlichkeit stattfinden. Nach etwa 10 Zyklen ist das Atom damit im gewünschten $|F = 4, m_F = +4\rangle$ -Zustand angelangt. Da im oberen Niveau $|F' = 4\rangle$ kein Zustand mit $m_F = 5$ existiert, kann kein σ^+ -Photon mehr absorbiert werden und der Pumpvorgang ist beendet. Gegenüber dem früher verwendeten Verfahren, mit $|4\rangle \rightarrow |5'\rangle$ -resonantem Licht und $|3\rangle \rightarrow |4'\rangle$ -resonantem Rückpumper zu arbeiten, hat dieses sogenannte „Dunkelzustandspumpen“ den Vorteil, daß nur wenige Zyklen stattfinden, bis das Atom kein Licht mehr absorbieren kann, und somit Strahlungsdruck und eine dadurch bedingte Aufheizung des Strahles vernachlässigbar sind.

Fluß	$\approx 1 \cdot 10^{10}$ Atome/s
longitudinale Geschwindigkeit v_{long}	wählbar 40 – 100 m/s bei kleinen v_{long} deutlich weniger Fluß
longitudinale Geschwindigkeitsbreite	wenige m/s
transversale Geschwindigkeitsbreite	< 5 cm/s
Strahldurchmesser	3–4 mm
Polarisation in $m_F = +4$	> 90%

Tabelle 3.2: Strahleigenschaften, typische Werte nach [Lis98].

Die Funktion des Optischen Pumpens wird durch einen Permanentmagneten, der kurz hinter der Pumpregion an die Strahlachse herangeführt werden kann, kontrolliert. Durch die in Abbildung 2.3 skizzierten unterschiedlichen μ_{eff} für verschiedene m_F – Zustände erfahren die Atome unterschiedliche Kräfte (Gleichung (2.9)) und damit Ablenkungen im Magnetfeld (*Stern-Gerlach-Effekt*). Der unpolarisierte Strahl teilt sich also in mehrere Teilstrahlen auf, die man in der ca. 1 m entfernten Experimentierzone deutlich voneinander getrennt nachweisen kann. In Abbildung 3.8 ist der Effekt der Polarisation zu sehen.

In der Experimentierzone erhalten wir schließlich einen polarisierten, kalten Cäsium-Atomstrahl als Grundlage für unsere Reflexionsversuche. Tabelle 3.2 faßt die Eigenschaften des Strahles nochmals zusammen.

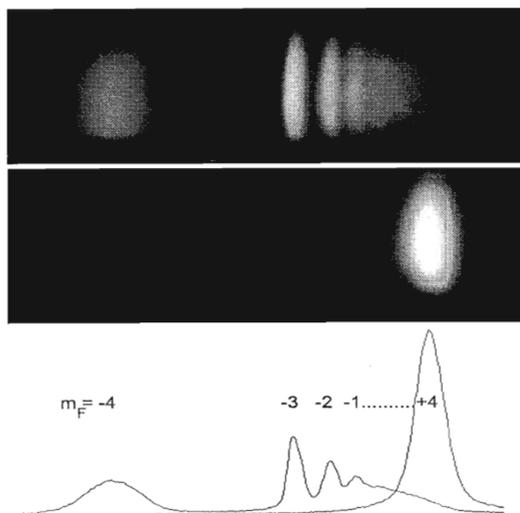


Abbildung 3.8: Polarisation des Atomstrahles: Man sieht das Fluoreszenzlicht des Strahles von oben ca. 1 m hinter dem Stern-Gerlach-Magneten. Oben: Ohne Polarisationslaser sind wenige Atome im $|F = 4, m_F = +4\rangle$ - Grundzustand, mit Polarisation fast alle (Mitte). Unten: Intensitätsprofile. Breite des Bildausschnittes: ca. 3 cm

Kapitel 4

Atomstrahloptik mit Magnetbändern

Mit Hilfe der in Kapitel 2.2 beschriebenen Kraft im inhomogenen Magnetfeld (2.9) lassen sich langsame neutrale Atome an Gebieten mit Gradienten des Betrages der magnetischen Flußdichte reflektieren. Ein steiler Gradient ermöglicht eine näherungsweise „harte“ Reflexion, falls das Oberflächenpotential ausreichend hoch ist und die Atome der Änderung der Magnetfeldrichtung adiabatisch folgen können. Eine geeignete Feldkonfiguration läßt sich u.a. mit alternierend magnetisierten Oberflächen z.B. eines Ton- oder Videobandes herstellen.

4.1 Alternierend magnetisierte Oberflächen

Die Berechnung *statischer* Magnetfelder vereinfacht sich wesentlich, wenn man nicht mit dem elektrodynamischen Vektorpotential \vec{A} rechnet, sondern ein skalares magnetisches Potential Φ so definiert, daß die magnetische Flußdichte sich als negativer Gradient von Φ ergibt. Mit der Magnetisierung \vec{M} ist dann die Poisson-Gleichung

$$\Delta\Phi = -\nabla\cdot\vec{M} \quad (4.1)$$

erfüllt [Jack81].

Eine Oberfläche bei $y = 0$ habe eine in der Ebene liegende, in x-Richtung cosinusförmige Magnetisierung, wie in Abbildung 4.1 skizziert.

Betrachten wir zunächst eine im negativen Halbraum unendlich ausgedehnte Magnetisierung

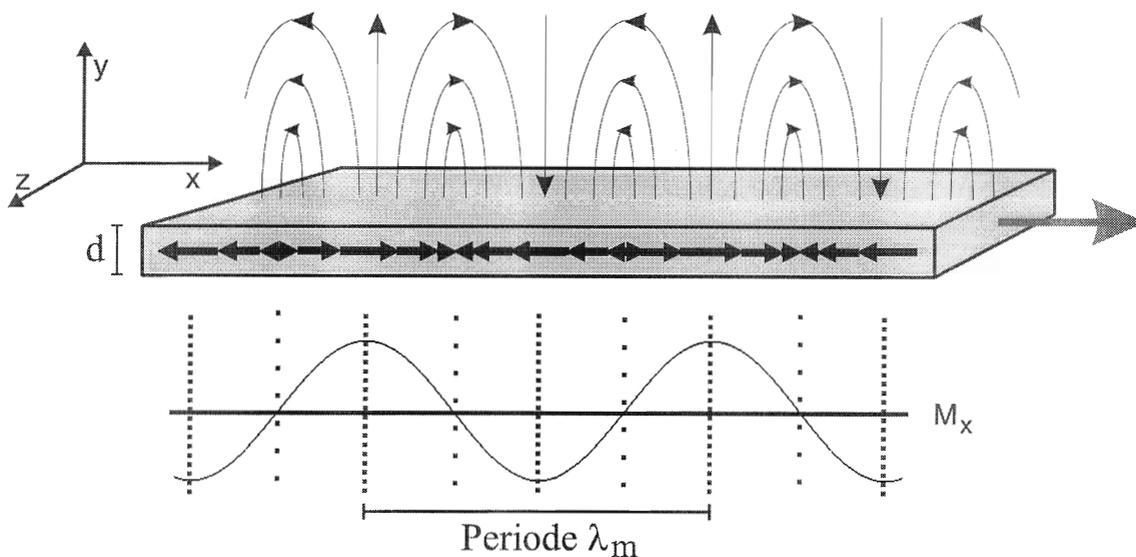


Abbildung 4.1: Periodisch magnetisiertes Magnetband. Die Magnetisierung liegt in der Ebene, die Oberfläche sei bei $y = 0$.

$$\vec{M} = \begin{cases} M_0 \cos(k_m x) \vec{e}_x & y \leq 0 \\ 0 & y > 0 \end{cases} \quad (4.2)$$

mit der Amplitude $M_0 = B_{\text{remanenz}}/\mu_0$. Die Konstante k_m hängt über $k_m = 2\pi/\lambda_m$ mit der Magnetisierungsperiode λ_m zusammen.

Eine physikalisch sinnvolle Lösung der Poissongleichung (4.1) stellt

$$\Phi = \begin{cases} \frac{M_0}{k_m} \sin(k_m x) (1 - \frac{1}{2} e^{k_m y}) & y \leq 0 \\ \frac{M_0}{2k_m} \sin(k_m x) e^{-k_m y} & y > 0 \end{cases} \quad (4.3)$$

dar [Lis98].

Der Betrag der aus $\vec{B} = -\vec{\nabla}\Phi$ resultierenden Flußdichte ist für $y > 0$ einfach:

$$|\vec{B}| = \frac{B_{\text{remanenz}}}{2} e^{-k_m y}. \quad (4.4)$$

Die Tatsache, daß reale Anordnungen nur eine endliche Dicke d haben, in negativer y -Richtung also *nicht* unendlich ausgedehnt sind, kann man berücksichtigen, indem man sich eine zweite, bei $y = -d$ liegende, gleich magnetisierte Oberfläche denkt und deren Flußdichte abzieht. Damit korrigiert sich $|\vec{B}|$ um einen Faktor $(1 - e^{-k_m d})$ zu

$$|\vec{B}| = B_0 \cdot e^{-k_m y} = \frac{B_{\text{remanenz}}}{2} (1 - e^{-k_m d}) \cdot e^{-k_m y}. \quad (4.5)$$

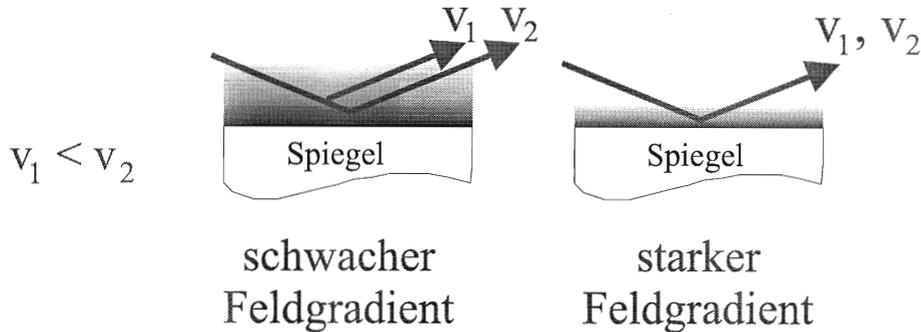


Abbildung 4.2: Chromatische Fehler eines ebenen Spiegels für Atome: Schnellere Atome dringen tiefer in den Magnetfeldbereich ein und erfahren gegenüber langsamen einen leichten Strahlversatz. Je steiler der Gradient der Feldstärke ist, desto geringer ist der Unterschied in der Eindringtiefe und damit der chromatische Fehler.

Der Betrag der Feldstärke fällt also mit dem Abstand von der Oberfläche *exponentiell* ab. Die Stärke des Abfalls hängt ausschließlich von der Periode der Magnetisierung $\lambda_m = 2\pi/k_m$ ab!

4.2 Überlegungen zu atomoptischen Komponenten aus Magnetbändern

Magnetbänder, wie sie zur Aufzeichnung von Ton- oder Videosignalen genutzt werden, bieten eine hervorragende Möglichkeit, eine Magnetisierung wie in Gleichung (4.2) zu realisieren. Die magnetische Schicht dieser Bänder besteht aus weniger als 150 \AA langen, ferromagnetischen Nadeln, die beim Anlegen eines starken Feldes je nach Feldstärke magnetisiert werden und so eine permanente Remanenzmagnetisierung bilden [Mall87]. Bei geeigneter Aufnahmetechnik ist es möglich, eine nahezu perfekt cosinus-förmige Magnetisierung zu erzeugen.

Der Nachteil dieser Bänder ist allerdings die geringe Dicke der magnetischen Schicht d von nur $3,5 \text{ \mu m}$, denn dadurch ist das effektive Oberflächenfeld B_0 trotz recht großer Sättigungsremanenz von $B_{\text{remanenz}} \gtrsim 0,2 \text{ T}$ relativ gering, typischerweise $B_0 \approx 0,055 \text{ T}$ bei $\lambda_m \approx 30 \text{ \mu m}$, siehe Gleichung 4.5. Wünschenswert ist es daher, eine kleine Magnetisierungsperiode λ_m , möglichst in der Größenordnung von d zu haben. Zusätzlich hat das den Vorteil, daß chromatische Fehler, die durch unterschiedliche Geschwindigkeiten der Atome im Strahl entstehen, aufgrund des bei kleinem λ_m sehr steilen Feldgradienten vernachlässigbar werden (vgl. Abbildung 4.2).

Einerseits aufgrund der geringen effektiven Magnetisierung B_0 der Bänder, andererseits wegen der relativ großen Masse der Cäsiumatome und der damit verbundenen großen kinetischen Energie im Atomstrahl ist es leider nur möglich, unter streifendem Einfall

zu reflektieren (Winkel zur Oberfläche $\lesssim 2^\circ$). Im Gegensatz zu starren atomoptischen Komponenten wie Permanentmagneten oder Leiteranordnungen läßt sich das Magnetband relativ einfach in gekrümmte Form bringen. Daher liegt der Gedanke nahe, aus der streifenden Röntgenoptik bekannte Komponenten für die Atomoptik nutzbar zu machen:

- **Ebener Spiegel:**

Ein ebener Reflektor für Atomstrahlen wurde schon mit verschiedenen permanent- und elektromagnetischen Konfigurationen sowie evaneszenten Wellen demonstriert [Schu98, Drn99, Bal87]. Auch mit einem Magnetband ist es möglich, bei streifendem Einfall Reflektivitäten bis zu 100% zu erhalten. Dies bietet eine gute Möglichkeit, das effektive Magnetfeld zu testen, indem man den maximalen Reflexionswinkel und damit die maximal reflektierte transversale kinetische Energie bestimmt.

- **„Flüstergalerie“:**

Diese in der Röntgenoptik so bezeichnete Strahlumlenkung (‘‘whispering gallery mirror’’, siehe Abbildung 4.3, [Spi94]) beruht auf der wiederholten Reflexion an einer kreisförmig gebogenen Oberfläche. Wichtigster Gegenstand dieser Arbeit ist es, das Prinzip auf Atomstrahlen zu übertragen, eine solche Flüstergalerie aus Magnetband zu konstruieren und deren Eigenschaften zu untersuchen.

- **Wolter – Teleskop:**

Eine weitere röntgenoptische Komponente, die mit Hilfe von Magnetbändern realisiert werden könnte, ist das sogenannte Wolter–Teleskop [Wol52]. Hierbei wird durch zweimalige Reflexion an unterschiedlich gebogenen Oberflächen eine Fokussierung und damit eine Abbildung möglich. Aufgrund der streifenden Reflexion stellt das Wolter–Teleskop hohe Anforderungen an Oberflächengüte und Fertigungstoleranzen, die wir momentan noch nicht erreichen. Die Konstruktion eines solchen Teleskops ist ein nächstes Ziel für die Zukunft.

4.3 Eine „Flüstergalerie“ für Atomstrahlen

Auf den Fall von Atomstrahlen läßt sich das Prinzip der mehrfachen Reflexion an einer gebogenen Oberfläche durch die Verwendung von in Kreisform gebrachten Magnetbändern übertragen. Die Reflexionen finden dabei nicht an der Oberfläche, sondern am magnetischen Potential des Bandes statt.

Um Voraussagen über die Funktion einer solchen Komponente machen zu können, wurden Simulationsrechnungen für die Trajektorien einzelner Atome mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen durchgeführt. Das zugehörige Potential als Funktion des Abstandes von der Oberfläche setzt sich zusammen aus dem Zentrifugalpotential und dem Potential im Magnetfeld (Abbildung 4.4). Da das Zentrifugalpotential wesentlich flacher ist als das exponentiell abfallende magnetische, gleicht die Trajektorie eines Atoms in diesem Potential der Reflexion an einer harten Oberfläche.

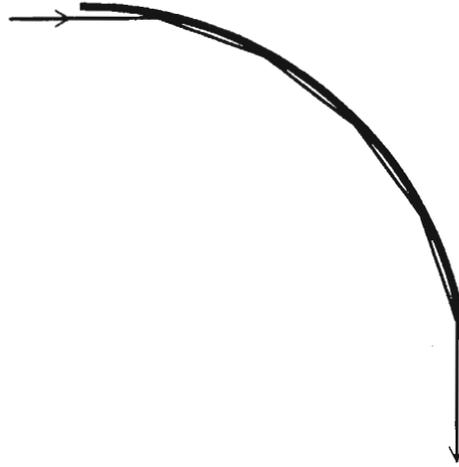


Abbildung 4.3: „Flüstergalerie“ für Röntgen- oder auch Atomstrahlen. Mehrfache streifende Reflexion lenkt den Strahl um große Winkel ab (aus [Spi94]).

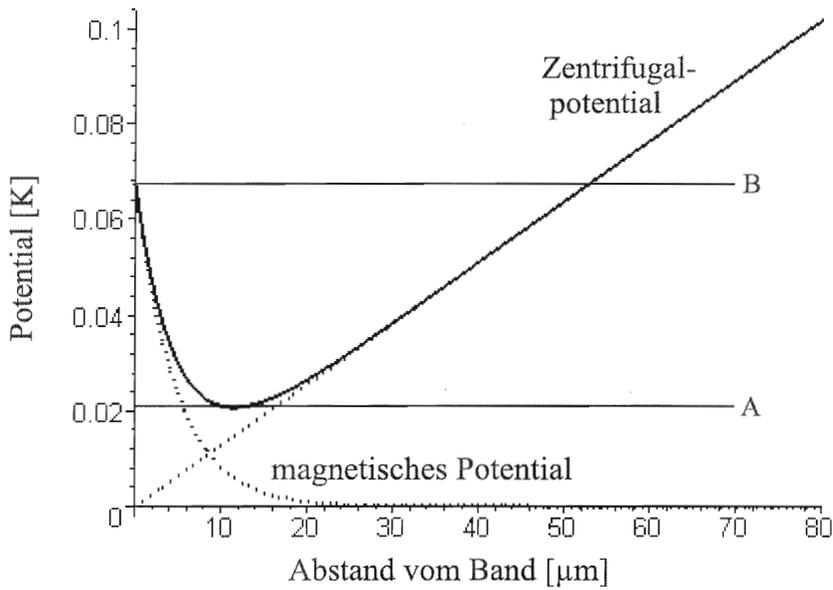


Abbildung 4.4: Potential für ein Atom mit Geschwindigkeit 60 m/s in einer Flüstergalerie (Krümmungsradius 9 cm) in Abhängigkeit vom Abstand von der Oberfläche. Gepunktet das magnetische und das Zentrifugalpotential, durchgezogen die Summe. Atome mit Energie (Summe aus magnetischem Potential, Zentrifugalpotential und transversaler kinetischer Energie) zwischen A und B können transmittiert werden.

Falls die Trajektorie die Oberfläche des Bandes bei $y = 0$ berührt, bleibt das Atom entweder haften oder wird thermalisiert und verläßt das Band wieder in beliebiger Richtung. In beiden Fällen ist es für die Strahlumlenkung verloren. Damit ergibt sich ein „Kanal“ im Potential (vgl. Abbildung 4.4), in dem die Atome transmittiert werden können, ohne das Band zu berühren. Die räumliche Breite dieses Kanals hängt zum einen vom Potential an der Oberfläche des Magnetbandes (und damit von B_0), zum anderen von der Steilheit des Zentrifugalpotentials, also von der longitudinalen Geschwindigkeit der Atome im Strahl und vom Krümmungsradius der Flüstergalerie ab. Als Abschätzung kann man die maximalen magnetischen und Zentrifugalkräfte gleichsetzen und erhält

$$\mu_B k_m B_0 = \frac{mv^2}{R}. \quad (4.6)$$

Daraus ergibt sich, daß eine solche Komponente mit Krümmungsradius > 1 cm Atome mit Geschwindigkeiten um 60 m/s ablenken kann! Der Transmissionskanal wäre dann allerdings infinitesimal schmal. Wir haben uns entschieden, eine Kanalbreite von etwa 50 μm zu wählen, was einem Krümmungsradius von 9 cm entspricht.

4.3.1 Nicht-perfekte Magnetbänder

Bei der Herstellung der ersten Muster einer „Flüstergalerie für Atome“ wurde schnell klar, daß es nicht möglich sein würde, das Magnetband so glatt zu kleben, daß die Oberflächenrauigkeit von der des Bandes dominiert ist. (siehe Kapitel 5.3) Insbesondere zeigte sich, daß beim Biegen in die runde Form eine regelmäßige Welligkeit mit einer Periodenlänge von $50\mu\text{m} \leq \lambda_s \leq 1$ mm auftritt, die gerade noch mit dem Auge erkennbar ist. Um den Effekt einer solchen Welligkeit auf das Transmissionsverhalten der Strahlumlenkung zu untersuchen, muß zunächst das Magnetfeld eines gewellten Bandes bestimmt werden.

Die Welligkeit von Äquipotentiallinien durch *Nichtlinearitäten in der Aufnahme*, insbesondere durch die bei *digitalen* Speichermedien (floppy discs) auftretenden höheren Harmonischen in der Magnetisierungsperiode wurden bereits von Opat [Opat92] und später von Hughes [Hug97b] untersucht. Sie konnten das Magnetfeld einer solchen Magnetisierung analytisch berechnen und fanden, daß die Äquipotentiallinien gewellt sind und die Welligkeit mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche exponentiell abnimmt.

Eine *räumlich deformierte Oberfläche* wie in unserem Fall, insbesondere mit beliebigen Deformationen, muß numerisch berechnet werden. Wir nehmen eine Bandoberfläche der Form

$$O(x) = A \cos(k_s x) \quad (4.7)$$

an. Das berechnete Feld in Abhängigkeit vom Abstand zur Nullage der Oberflächenmodulation ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Leider ist die Genauigkeit der Rechnung aufgrund

verschiedener numerischer Probleme auf etwa 1,5 % von B_0 beschränkt. Eine ausführliche Beschreibung der Berechnung findet sich in Anhang A .

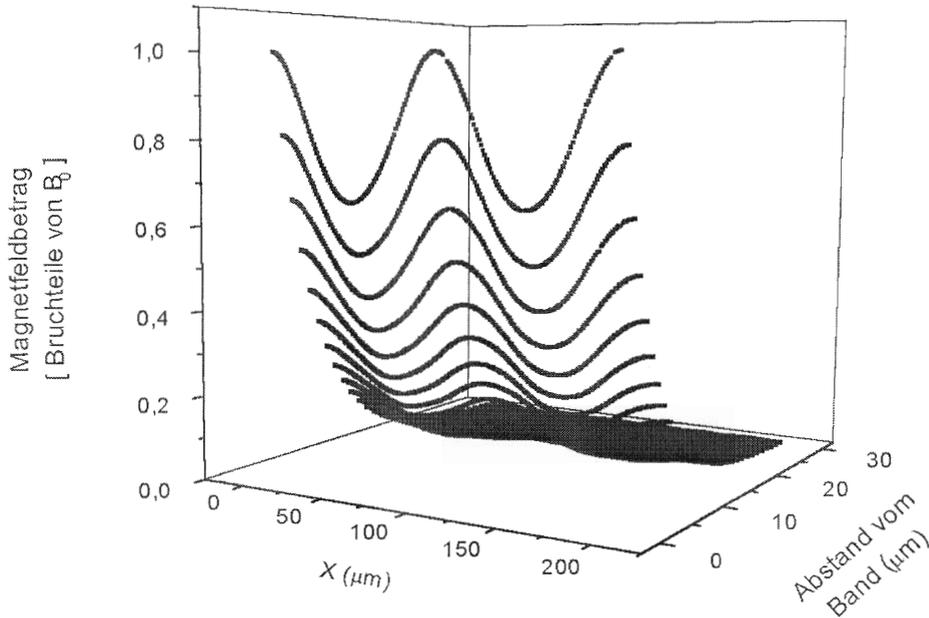


Abbildung 4.5: Numerisch berechnetes Feld eines Cosinus-förmig gewellten Magnetbandes, Magnetisierungsperiode: $30 \mu\text{m}$, Periode der Oberflächenwelligkeit: $100 \mu\text{m}$, Amplitude der Welligkeit: $1 \mu\text{m}$. Die y -Achse zeigt die Höhe über der Nulllage des gewellten Bandes. Die Unsicherheit der berechneten Werte liegt bei 1,4% von B_0 .

Da in der späteren Simulation der Atomtrajektorien aus Rechenzeitgründen nicht für jeden Punkt das Magnetfeld aufintegriert werden kann, wollen wir einen analytischen Ausdruck finden, der das Feld für unseren Parameterbereich möglichst gut beschreibt. Versucht man zunächst, bei jeweils konstantem Abstand y eine Cosinus-Funktion an die Werte anzupassen, ergeben die Amplituden bei verschiedenen y einen exponentiellen Abfall mit Zerfallskonstante $\gamma \approx k_m = 2\pi/\lambda_m$ (Abbildung 4.6). Dies deutet darauf hin, daß die Äquipotentiallinien im Wesentlichen parallel zur Oberfläche verlaufen, unser Feld also die Form

$$B(x, y) \approx B_0 \cdot e^{-k_m(y - A \cos k_s x)} \text{ hat.} \quad (4.8)$$

Abbildung 4.7 zeigt für die gleichen Parameter, wie gut diese Funktion mit den numerischen Daten übereinstimmt. Im Parameterbereich $10\mu\text{m} \leq \lambda_m \leq 50\mu\text{m}$, $\lambda_s \geq 2\lambda_m$ und

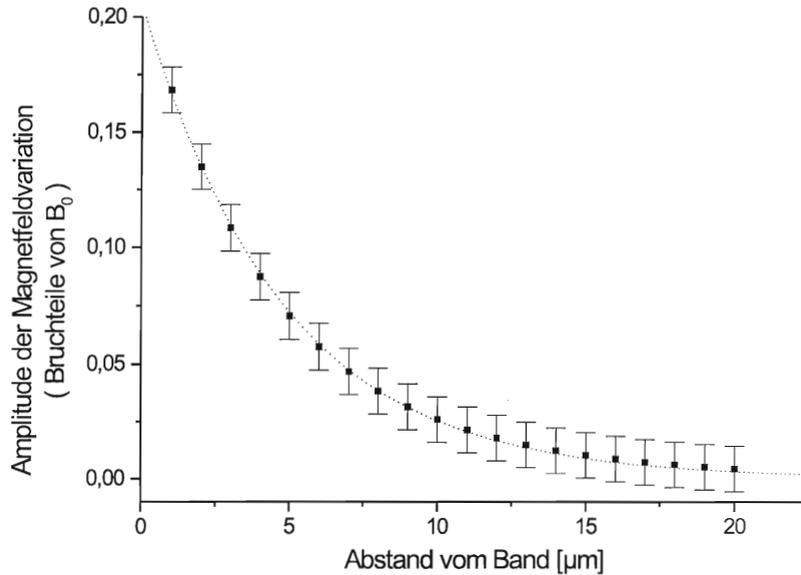


Abbildung 4.6: Amplituden der Anpassung einer Cosinusfunktion an die Daten von Abbildung 4.5 jeweils für konstantes y . Die gestrichelte Linie ist eine Exponentialfunktion $\propto e^{-\gamma y}$ mit Zerfallskonstante $\gamma = 2\pi/30,1 \mu\text{m}$, etwa entsprechend der Magnetisierungsperiode. Die Fehlerbalken geben die Unsicherheit der numerischen Integration an.

$0 \leq A \leq 8\mu\text{m}$ ist die Abweichung weit unterhalb der Fehler der numerischen Integration. Insbesondere bei größeren Amplituden und kleineren λ_s treten an den Extremstellen (kleine Krümmungsradien) größere Abweichungen auf, so daß außerhalb dieses Parameterbereiches (4.8) nicht mehr gültig ist.

Aus diesen Ergebnissen kann man schließen, daß auch bei andersartig deformierten Oberflächen die Äquipotentiallinien im wesentlichen parallel zur Oberfläche laufen, solange die Deformation mäßig ist, also keine zu kleinen Krümmungsradien vorkommen.

4.3.2 Strahlumlenkung mit nicht-perfektem Magnetband

Es muß nun untersucht werden, ob und wie eine Strahlumlenkung mit nicht-perfektem Magnetband funktionieren kann. Hierzu sind Simulationsrechnungen gemacht und verschiedene Parameter untersucht worden.

Ausgegangen wird wieder von einem Krümmungsradius von 9 cm. Für die Simulation der Trajektorien wird der oben gefundene Ausdruck (4.8) für das Magnetfeld benutzt. Eine eventuell durch die Welligkeit in z -Richtung auf die Atome wirkende Kraft wird vernachlässigt, ebenso wie Randeﬀekte durch Anfang und Ende des Magnetbandes und

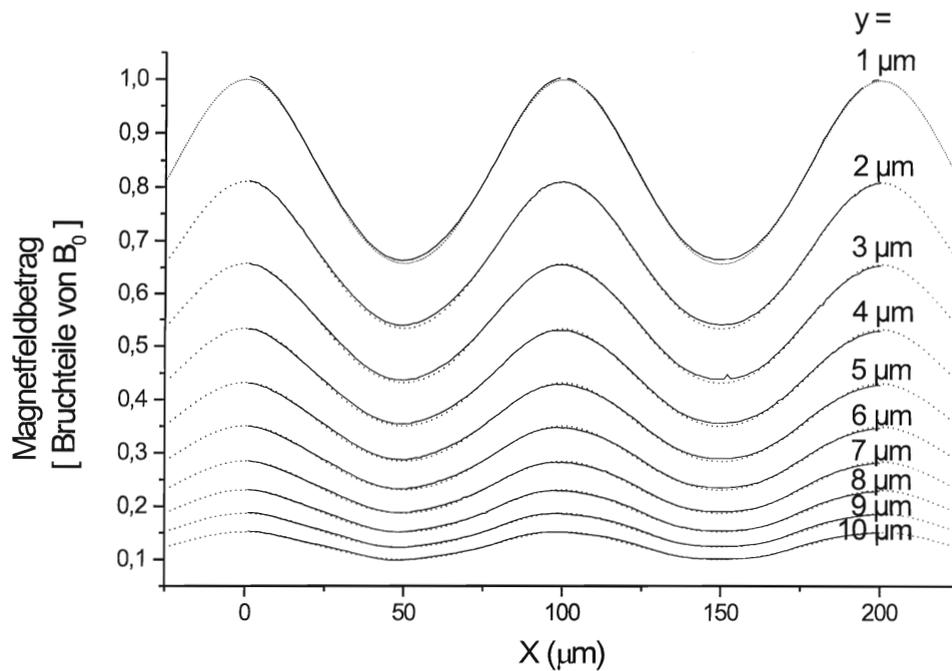


Abbildung 4.7: Numerisch berechnete Flußdichte (durchgezogene Linien) im Vergleich zu der in der Simulation angenommenen (gepunktet); Parameter wie in Abbildung 4.5.

die longitudinale Geschwindigkeitsbreite im Strahl.

Pro Durchlauf wurden die Trajektorien von 100 Atomen mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen im Phasenraum (Abstand vom Band r und Transversalgeschwindigkeit v_{\perp}) berechnet.

Die Simulationen liefern folgende Ergebnisse:

- Transmittierte Atome, also solche, die um 90° abgelenkt werden und nicht das Band berühren, machen zwischen 20 und 30 Reflexionen, das entspricht einer Flugstrecke von etwa 5–7 mm von Reflexion zu Reflexion.
- Bei allen Simulationen zeigt sich, daß die Atome, wenn überhaupt, dann auf den ersten 2–3 cm das Band berühren und alle Atome, die mehr als 3–4 Reflexionen schaffen, auch bis zum Ende transmittiert werden (Abbildung 4.8). Aus diesem Grund wurde bei späteren Durchläufen nicht mehr bis 90° , sondern nur noch bis 30° (entspricht 4,7 cm Strecke) simuliert, um Rechenzeit zu sparen.

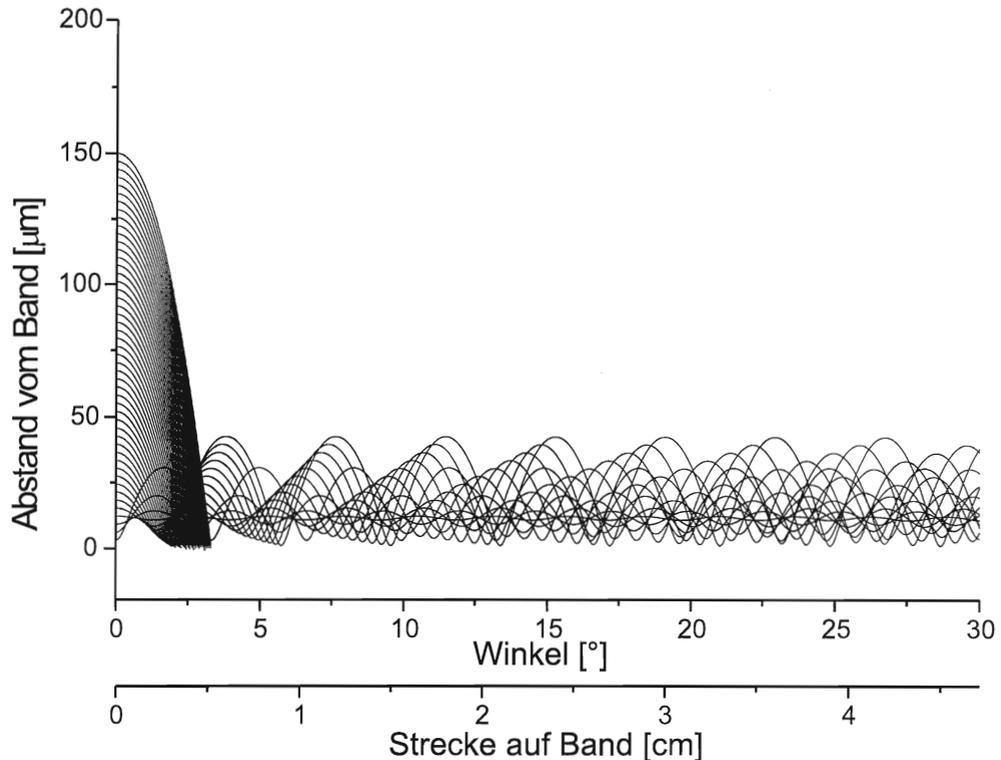


Abbildung 4.8: Simulierte Trajektorien (Abstände vom Magnetband) von Atomen in der Flüstergalerie. Anfangsbedingungen: $r = 0 \dots 150 \mu\text{m}$, $v_{\perp} = 0$, $v_{\text{long}} = 60 \text{ m/s}$. Störung mit Periode $100 \mu\text{m}$, Amplitude $1 \mu\text{m}$.

- Bei den Simulationen der Strahlumlenkung mit gewelltem Magnetband zeigt sich, daß der wichtigste Parameter, der entscheidet, ob ein Atom transmittiert wird, der anfängliche Abstand vom Band r ist. Der Einfluß der Transversalgeschwindigkeit ist bei den im Strahl vorhandenen v_{\perp} von unter $0,5 \text{ m/s}$ recht gering. Die Untersuchung beschränkt sich daher im Folgenden auf Atome mit $v_{\perp} = 0$.

Einfluß der Größe der Unebenheiten auf die Transmission:

Die Periode λ_s der cosinusförmigen Unebenheiten hat im Bereich $50 \mu\text{m} < \lambda_s \ll 1000 \mu\text{m}$, auch bei großen Amplituden A , nur geringen Einfluß auf die Transmission.

Stark dagegen ist der Einfluß der Amplitude selbst, die Höhe oder Tiefe der Unebenheiten ist also entscheidend. Abbildung 4.9 zeigt den Bereich der transmittierten Atome für verschiedene Amplituden der Störung. Man sieht daran, daß selbst für große Störungen noch ein ca. $20 \mu\text{m}$ breiter Strahl transmittiert würde. Um allerdings einen nennenswerten Teil des Strahles umzulenken, sollten die Unebenheiten möglichst niedrig, am besten kleiner als $1 \mu\text{m}$ sein.

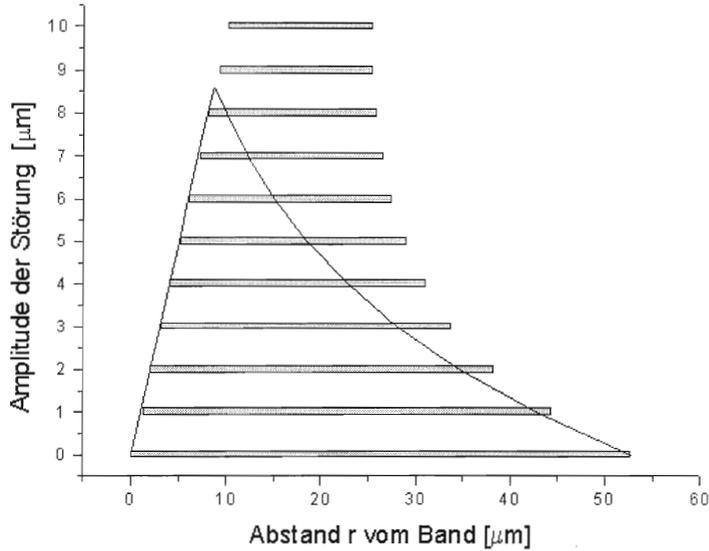


Abbildung 4.9: Transmission einer Flüstergalerie mit sinusförmig deformiertem Magnetband unterschiedlicher Störungsamplitude. Atome, die im schraffierten Bereich des Abstandes eintreten, werden transmittiert. Zum Vergleich zeigt die durchgezogene Linie den Bereich der Transmission, wenn unmagnetische Hindernisse auf der Bandoberfläche vorhanden sind (Einschränkung der Potentialhöhe in Abbildung 4.4). Krümmungsradius der Flüstergalerie: 9 cm, Ablenkung um 30° . Angenommen wurde ein Atomstrahl mit $v_{long} = 60$ m/s, $v_{\perp} = 0$. Periode der Störung: $100 \mu\text{m}$.

Einfluß der Geschwindigkeit des Atomstrahles:

Bei größerer Geschwindigkeit der Atome steigt das Zentrifugalpotential steiler an (vgl. Abbildung 4.4). Der Bereich transmittierter Atome wird dadurch enger. Dieser Effekt verstärkt sich noch bei unebenem Band.

4.3.3 Strahlprofil nach der Umlenkung

Wichtig zur Charakterisierung einer Strahlumlenkung sind neben der Transmission natürlich die Parameter des umgelenkten Strahles.

Die Breite des Strahles am Ausgang der Strahlumlenkung kann, vernachlässigen wir Randeffekte, nicht größer sein als die maximale Breite r , die die Strahlumlenkung transmittieren kann. Für ein glattes Band mit Krümmungsradius 9 cm und einer Atomgeschwindigkeit von 60 m/s ist das etwas über $50 \mu\text{m}$.

Aus energetischen Gründen sind Transversalgeschwindigkeiten zwischen $-2,05$ und $+2,05$

m/s denkbar, was einer Strahldivergenz von $3,9^\circ$ oder einer Strahlaufweitung von $66 \mu\text{m}$ je Millimeter Flugstrecke entspricht.

Bei Betrachtung der Atomtrajektorien und der Phasenraumverteilung des transmittierten Strahles fällt auf, daß es nur bei einem stark räumlich und in Transversalgeschwindigkeiten eingeschränkten Strahl zu beobachten ist, daß alle Atome die gleiche Anzahl Reflexionen machen und damit *ein* kollimierter Strahl transmittiert wird. Sobald ein etwas breiterer Strahl berücksichtigt wird (Abbildung 4.10), weitet er sich nach einigen Reflexionen derart auf, daß es Atome gibt, die öfter reflektiert werden als andere. Trifft wie in Abbildung 4.10 der aufgeweitete Strahl genau auf das Ende des Magnetbandes, so erkennt man hinter der Strahlumlenkung zwei deutlich getrennte Strahlen, einen mit positiver und einen mit negativer Transversalgeschwindigkeit (Strahlprofil in Abbildung 4.11 b). In der Phasenraumentwicklung (Abbildung 4.11 a) erkennt man ebenfalls die Aufweitung, die hauptsächlich von unterschiedlichen Bahnen im relativ flachen Zentrifugalpotential, weniger von nicht perfekt „harter“ Reflexion am Magnetband, herrührt.

Für einen realistischeren, das heißt einen Strahl, der wesentlich breiter ist, treten stark unterschiedliche Anzahlen von Reflexionen auf (siehe Abbildung 4.8), wodurch die Ausdehnung des Strahles im Phasenraum zunehmend größer wird und *ein* Strahl mit etwas größerer Divergenz entsteht. (Abbildung 4.12).

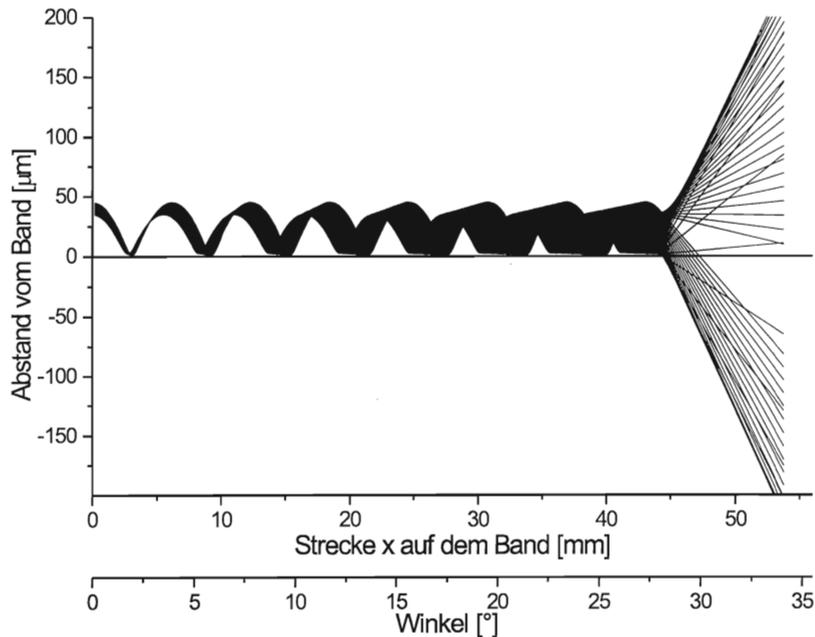


Abbildung 4.10: Trajektorien eines nur $10 \mu\text{m}$ breiten Strahles in der Flüstergalerie. $v_{\perp} = 0$. Das Band endet bei 28° .

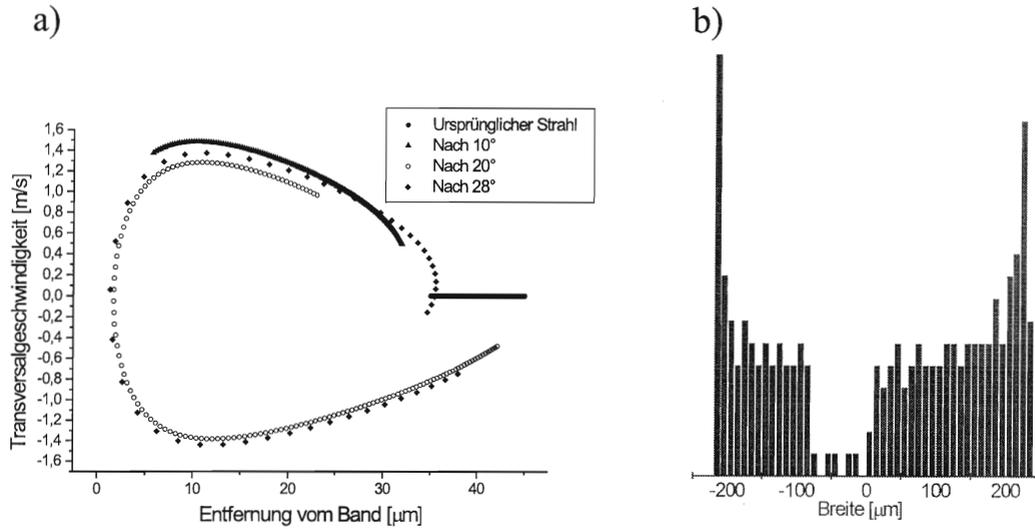


Abbildung 4.11: a) Momentaufnahmen des Phasenraumes der Simulation Abbildung 4.10 nach 10°, 20° und am Ende. Breite des ursprünglichen Strahles: 10 μm . b) Strahlprofil 1 cm hinter dem Band.

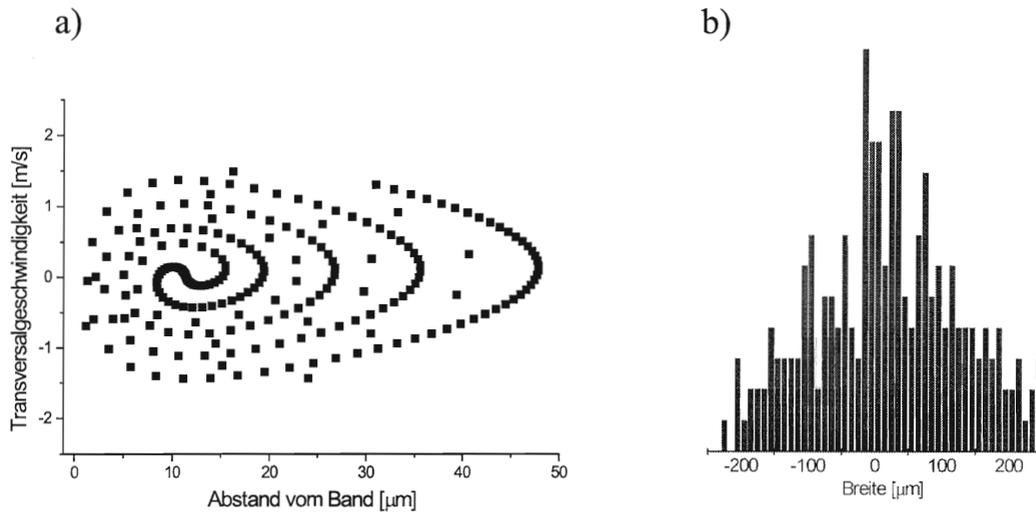


Abbildung 4.12: a) Phasenraum nach der Transmission eines realistisch breiten Strahles, jedoch ohne Transversalgeschwindigkeiten (entsprechend der Simulation Abbildung 4.8). b) Strahlprofil 1 cm hinter dem Band.

Kapitel 5

Herstellung und Charakterisierung der Bänder

5.1 Aufnahme

Bei den verwendeten Videobändern handelt es sich um in Großbritannien erhältliche VHS-Cassetten der Marke "AMPEX 398 Betacam (for professional use)". Es besteht im Kern aus Polyester, die Rückseite ist mit Graphit beschichtet. Die magnetische Schicht auf der Oberseite hat eine Dicke von $3,5 \mu\text{m}$ und kann eine Remanenzfeldstärke $B_{rem} = \mu_0 M_{rem}$ von bis zu 230 mT haben (Herstellerangaben [Amp98]). Um diese Remanenz zu erreichen ist eine magnetische Erregung H von ca. 400 kA/m (entspricht etwa 0,5 T) notwendig. Aufgenommen werden die Bänder an der University of Sussex in Brighton mit einem speziell hergestellten Aufnahmekopf in einem umgebauten Tonbandgerät. Der Aufnahmekopf hat einen Luftspalt mit einer Ausdehnung von nur $2 \mu\text{m}$ in Bandlaufrichtung und ermöglicht es, die gesamte Breite des Bandes (1,2 cm) zu beschreiben.

Um kleine Periodenlängen und trotzdem eine gesättigte Magnetisierung zu erhalten, muß

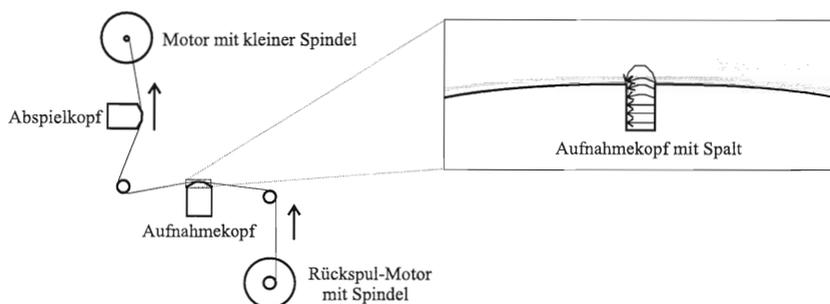


Abbildung 5.1: Skizze des Aufnahmegerätes. In der Ausschnittsvergrößerung ist der Aufnahmekopf mit dem $2 \mu\text{m}$ breiten Luftspalt und Magnetfeldlinien angedeutet.

das Band möglichst langsam und gleichmäßig am Aufnahmekopf vorbeigezogen werden. Die maximale Frequenz des anzulegenden Feldes, bei der noch annähernd eine Sättigung erreicht werden kann, ist etwa 2 kHz. Bei Bandlaufgeschwindigkeiten von ca. 5 cm/s sollte sich eine Magnetisierungsperiode von etwa 25 μm ergeben. Aufgrund dessen, daß das Band auf eine sich mit konstanter Winkelgeschwindigkeit drehende Spindel aufgewickelt wird, nimmt die Bandlaufgeschwindigkeit mit der Zeit zu, was eine ansteigende Magnetisierungsperiode zur Folge hat.

5.2 Messung der Periodenlänge

Ein Parameter, der für die Steilheit des Potentials und damit für die Funktion atomoptischer Komponenten aus Magnetbändern entscheidend ist, (vgl. Kapitel 4.1) ist die Aufnahmeperiode λ_m der sinusförmigen Magnetisierung. Wie oben angedeutet, ist ihre Kontrolle *während der Aufnahme* des Bandes schwierig. Die uns von der University of Sussex zur Verfügung gestellten Magnetbänder lassen sich jedoch nachträglich im Polarisationsmikroskop untersuchen und die Magnetisierungsperiode kann vermessen werden. Dazu wird ein Glassubstrat auf die Oberfläche des Bandes gelegt, das beidseitig mit einem dünnen EuS-Film bedampft ist. Durch die Faraday-Rotation im EuS [Brü91] erkennt man im Polarisationsmikroskop die Richtung der lokalen magnetischen Flußdichte als Muster von hellen und dunklen Bereichen, in diesem Fall sehr regelmäßige Streifen (Abbildung 5.2).

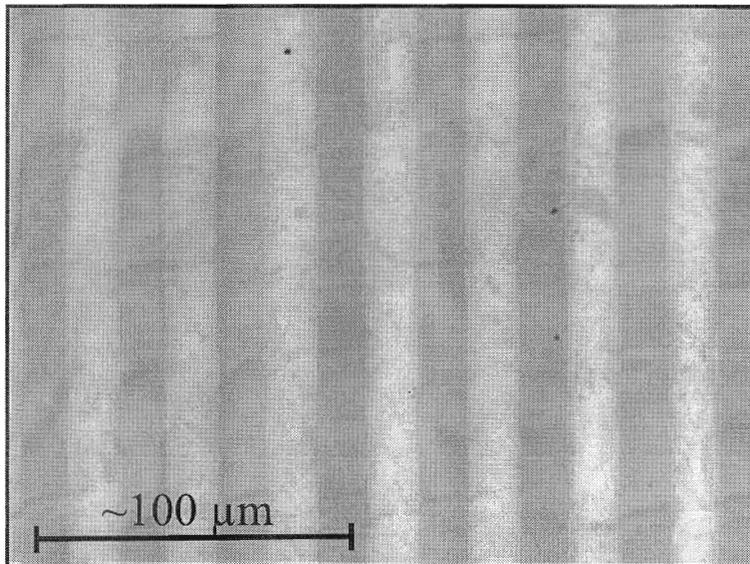


Abbildung 5.2: Polarisationsmikroskopaufnahme der Oberfläche eines Magnetbandes. Der Faradayeffekt im EuS macht die Richtung des Magnetfeldes sichtbar.

Verschiebt man das Band unter dem Mikroskop definiert um einige Millimeter, z.B. mit einem Mikrometer-Verschiebetisch, so kann man durch Abzählen der Streifen die (mittlere) Magnetisierungsperiode auf unter 1% genau bestimmen. Da aufgrund der Aufnahmetechnik die Periode relativ rasch mit der Bandlänge ansteigt, wurde sie nach jedem geklebten Stück neu bestimmt. Die Periode der für unsere Reflexions- und Strahlumlenkungsexperimente benutzten Magnetbänder lag zwischen 30 und 33 μm . Mit der angegebenen Sättigungsremanenz von 0,23 T erwartet man nach Gleichung (4.5) ein effektives Oberflächenfeld B_0 von 60 bis 56 mT.

5.3 Kleben der Bänder

Wie in Kapitel 4.3.2 gezeigt, ist es für die Funktion einer Strahlumlenkung aus Magnetband unbedingt nötig, ein möglichst glattes Band zu haben. Bei einer Dicke von nur 14,5 μm paßt sich das Band beim Kleben jedoch jeder Oberfläche an, eventuelle Schwankungen in der Dicke der Klebstoffschicht übertragen sich direkt als Unebenheit auf das gesamte Band.

Es zeigte sich, daß folgendes Verfahren die besten Ergebnisse liefert:

- Es wird ein langsam aushärtender, *dünnflüssiger* 2-Komponenten Epoxy-Klebstoff (BYLAPOX 7285, [Byla99]) verwendet, um Luftblasen, die Vertiefungen in der Oberfläche zur Folge haben, zu vermeiden und eine gleichmäßige Verteilung des Klebstoffes zu erleichtern.
- Die Magnetbänder werden zunächst *eben* unter hohem Druck auf die Trägerschicht eines handelsüblichen Fotofilms geklebt. Wir erhalten so eine haltbare glatte Oberfläche, die immer noch biegsam genug ist, in eine runde Form gebracht zu werden.
- Danach kann man Band und Film zusammen z.B. in einen Aluminiumring kleben, wobei es sinnvoll ist, mit einem Gegenstück die Form zu halten, bis der Klebstoff ausgehärtet ist.
- Bei den Experimenten zur Strahlführung hat sich gezeigt, daß es wichtig ist, daß die Atome keine Randfelder sehen. Das Band darf also an Anfang und Ende der Strahlführung nicht abgeschnitten werden, sondern muß nach hinten weggebogen werden.

5.4 Untersuchung der Oberfläche

Die Untersuchung der fertigen Oberfläche erfolgte zunächst mit dem Phasenkontrastmikroskop in 5000 – 20000 – facher Vergrößerung. Damit lassen sich die Konturen der Oberflächenstruktur sehr gut abbilden. Man erkennt eine sehr ebene Oberfläche, die jedoch im Schnitt pro mm^2 etwa eine Vertiefung oder Erhebung aufweist, deren Durchmesser zwischen 50 und 100 μm beträgt. Diese Unebenheiten rühren wahrscheinlich von Luftblasen

im Klebstoff her. Ebenfalls erkennt man eine schwache Welligkeit des gebogenen Bandes, welche wahrscheinlich beim Biegeprozeß selbst entsteht. Eine Information über die Höhenunterschiede, die nach den Simulationen maßgeblichen Einfluß auf die Transmission der Strahlumlenkung haben sollten, können wir aus den Mikroskopaufnahmen leider nicht bekommen.

Aus diesem Grund haben wir eines unserer gebogenen Bänder bei Prof. Häusler in Erlangen mit Hilfe des sogenannten „Kohärenzradars“ [Amm97] untersuchen lassen. Dabei handelt es sich um ein scannendes Weißlichtinterferometer, das große Felder messen und dreidimensional darstellen kann. Eine Abbildung des gemessenen Bereiches ist in 5.3 zu sehen. Die Bestimmung der mittleren Oberflächenrauigkeit in diesem Bereich, also die mittlere quadratische Abweichung der Oberfläche von einer *Ebene*, ergab $r_{\text{rms}} = 1,3 \mu\text{m}$. Da hierbei die Biegung des Bandes nicht berücksichtigt ist, kann dies nur als eine obere Abschätzung dienen. Da die Meßgenauigkeit mit $1 \mu\text{m}$ angegeben ist, könnte die Oberfläche noch wesentlich glatter sein.

Auch die unter dem Mikroskop beobachtete Welligkeit scheint eine Amplitude kleiner als $1 \mu\text{m}$ zu haben.

Desweiteren erkennt man im Bildausschnitt unten rechts eine der oben erwähnten Vertiefungen. Ihre Tiefe lässt sich zu etwa $10 \mu\text{m}$ bestimmen. Eine solche Vertiefung könnte nach den Ergebnissen der Simulation durchaus ein Hindernis für die Atome darstellen. Angenommen, die im Mikroskop erkennbaren Unebenheiten sind dieser ähnlich und homogen über das Band verteilt, so bedecken sie nur etwa 0,5–1% der Oberfläche.

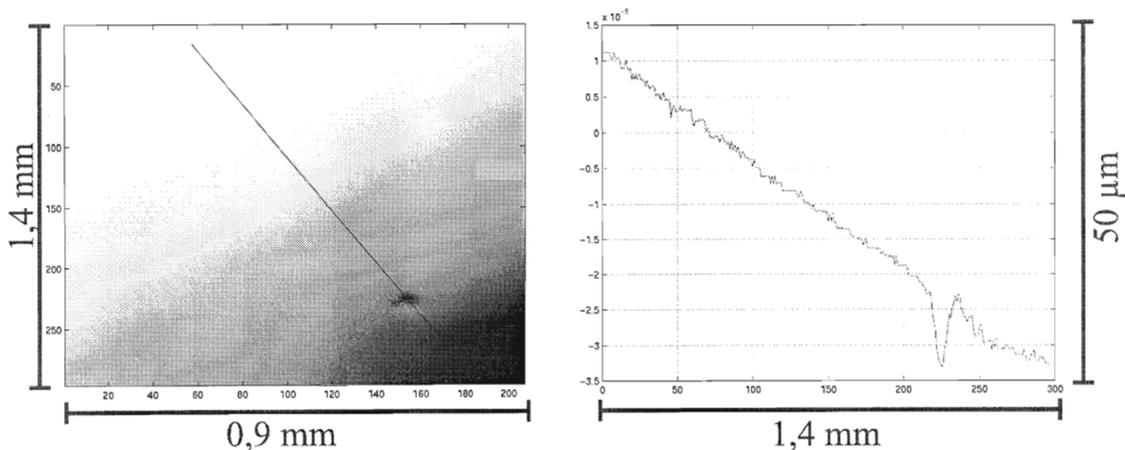


Abbildung 5.3: Kohärenzradaraufnahme der Oberfläche eines gebogenen Magnetbandes. Rechts ein Profilschnitt entlang der links markierten Linie.

Kapitel 6

Experimente am Atomstrahl

6.1 Aufbau der Experimentierzone

Die in Kapitel 3 beschriebene Apparatur stellt uns einen kalten, langsamen Strahl aus neutralen Cäsiumatomen zur Verfügung. Die Reflexionsexperimente finden innerhalb der Vakuumapparatur statt, die dort einen Durchmesser von 20 cm hat. An einer Vakuumdurchführung senkrecht zum Strahl ist ein verschiebbarer Schlitten befestigt, auf dem ein mit einem Motor beweglicher Drehteller montiert ist. Darauf werden die zu testenden Komponenten montiert, sodaß sowohl der Winkel zum Strahl, als auch der Punkt des Auftreffens justiert werden kann.

Um den Strahl transversal einzuengen, stehen zwei senkrechte Schlitzblenden mit Breite 150 bzw. 700 μm zur Verfügung, die 15 cm bzw. 90 cm vor dem Schlitten in den Strahl gefahren werden können.

Kurz hinter dem Schlitten erlauben es zwei Vakuumfenster, senkrecht zum Atomstrahl den Nachweislaser einzustrahlen. Das von ihm erzeugte Fluoreszenzlicht der Atome können wir mit einer CCD-Kamera sowohl in Strahlrichtung als auch senkrecht dazu beobachten.

Um die in Kapitel 2.2 erwähnten Majorana-Übergänge in andere m_F -Zustände zu verhindern, sind ober- und unterhalb der Vakuumapparatur zwei Spulen in Helmholtz-Konfiguration angebracht, die es erlauben, in z-Richtung (senkrecht zum Atomstrahl und zum Magnetfeld des Bandes) ein homogenes „Offset-“ Magnetfeld von bis zu 1 mT = 10 Gauß anzulegen.

6.2 Bestimmung des Oberflächenfeldes

Entscheidend für die Aussagekraft der Simulationsrechnungen ist vor allem die Kenntnis des effektiven Oberflächenfeldes B_0 (vgl. Gleichung (4.5)). Zu dessen Bestimmung bietet es sich an, eine einzelne Reflexion des Atomstrahles an einem ebenen Magnetband zu untersuchen. Erhöht man den Einfallswinkel α und damit die zum Band transversale

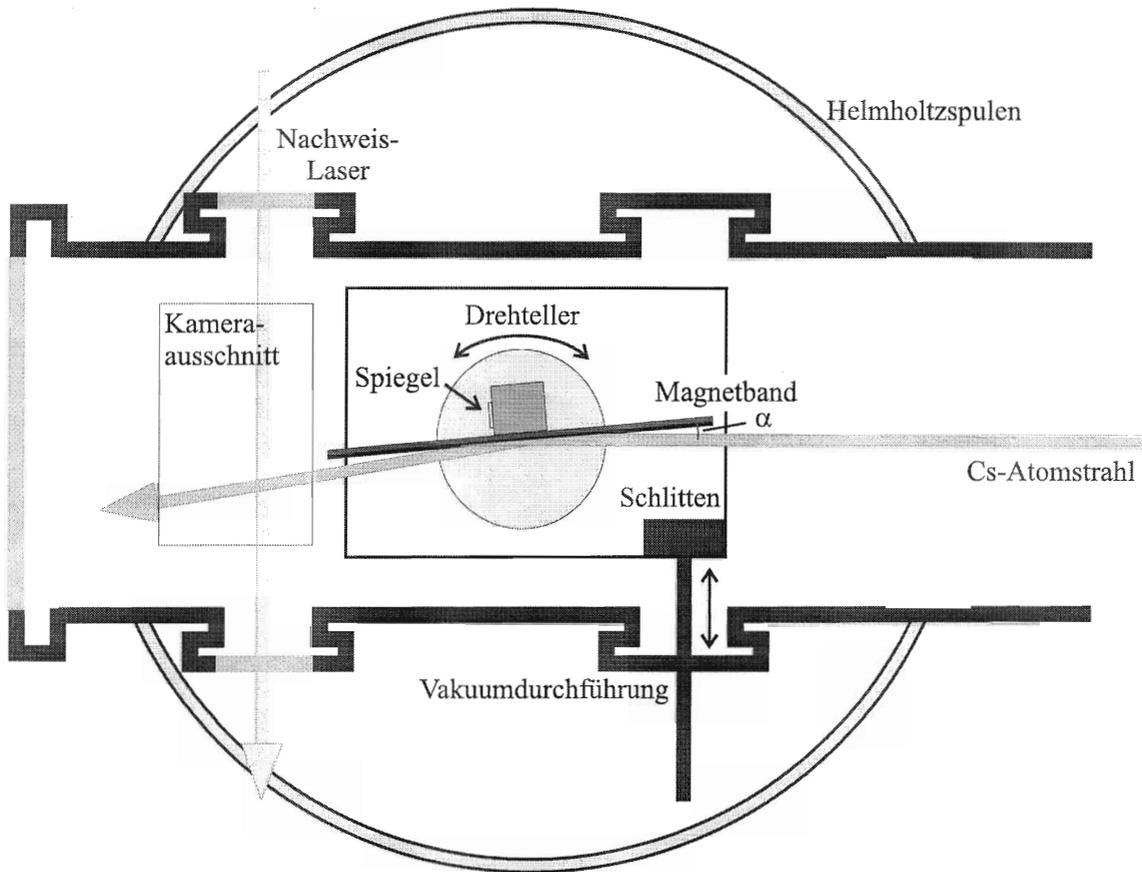


Abbildung 6.1: Skizze der Vakuumapparatur mit dem Aufbau zur Reflexion am ebenen Magnetband.

kinetische Energie der Atome, so verschwindet der Reflex, sobald die Energie hoch genug ist, daß die Atome das Band berühren, also

$$\mu_{\text{eff}} B_0 = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 = \frac{1}{2} m (\sin \alpha \cdot v_{\text{long}})^2 \quad (6.1)$$

gilt.

Um einen ebenen Reflektor zu erhalten, wurde ein 11 cm langes Magnetband (Magnetisierungsperiode $(31,1 \pm 0,3) \mu\text{m}$) mit Fotofilm auf eine Glasplatte geklebt. Diese wurde dann an einem Aluminiumwürfel befestigt, auf dessen zum Reflektor senkrechter Seitenfläche ein Spiegel angebracht ist (siehe Abbildung 6.1). Die Atomstrahlachse kann man mit Hilfe der oben erwähnten Blenden festlegen. Mit Hilfe des Reflexes eines durch die Blenden justierten (sichtbaren) HeNe-Lasers kann das Magnetband auf $\pm 0,04^\circ$ genau parallel zum Atomstrahl ausgerichtet werden, der Winkel läßt sich an der Mikrometerskala des

Drehtellers auf $\pm 0,014^\circ$ genau ablesen.

Die Geschwindigkeit der Atome wird bestimmt, indem unter 25° zum Strahl ein Nachweislaser eingestrahlt und das Fluoreszenzlicht mit einem Photomultiplier aufgenommen wird. Den durch den Dopplereffekt zustandekommenden Frequenzunterschied zum Referenzlaser bei maximaler Fluoreszenz können wir mit Hilfe einer Schwebung auf einer schnellen Photodiode und einem Spektrum-Analysator auf ± 1 MHz genau messen. Dies erlaubt die Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit der Atome auf unter 1 m/s genau.

Für kleine Winkel erhält man im Rahmen der Genauigkeit der Intensitätsbestimmung eine Reflektivität von 100%. In der Nähe des Grenzwinkels fällt sie erwartungsgemäß ab. Abbildung 6.2 zeigt den typischen Verlauf der Intensität des Reflexes. Die Steilheit des Abfalls läßt sich aus einer wegen nicht optimaler Justage des Bremslasers etwas erhöhten Geschwindigkeitsbreite des Atomstrahles erklären. Wir wählen deshalb die Mitte der Flanke als Grenzwinkel für die Atome mit der bestimmten mittleren Geschwindigkeit. Aus Messungen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten (und damit unterschiedlichen Grenzwinkeln) erhalten wir ein effektives Oberflächenmagnetfeld von (53 ± 3) mT = (530 ± 30) G. Das Remanenzfeld des Magnetbandes ist also etwas schwächer als erwartet.

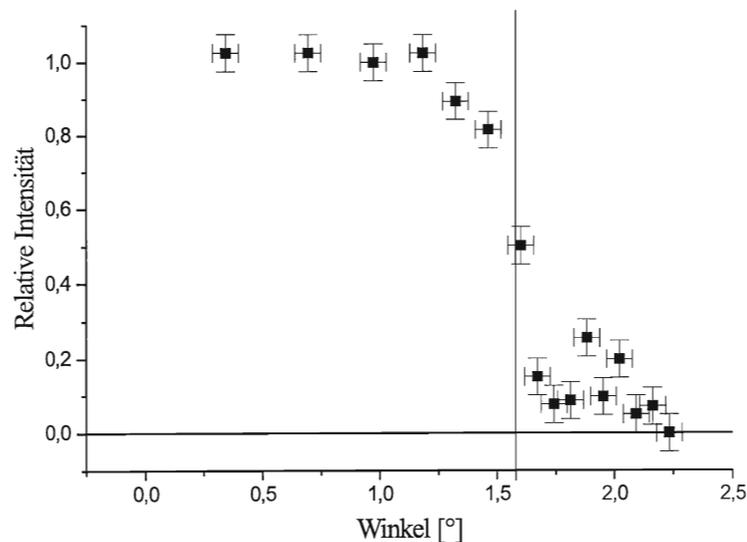


Abbildung 6.2: Intensität des Reflexes vom ebenen Magnetband. Geschwindigkeit der Atome: 75,5 m/s. Die senkrechte Linie gibt den Grenzwinkel an, bei dem die Intensität des Reflexes auf die Hälfte gesunken ist. Die Fehler ergeben sich aus Untergrund- und Strahlintensitätsschwankungen. Der Reflex verschwindet bei großen Winkeln nicht völlig, da immer ein kleiner Teil des Atomstrahles sehr kleine Longitudinalgeschwindigkeiten hat.

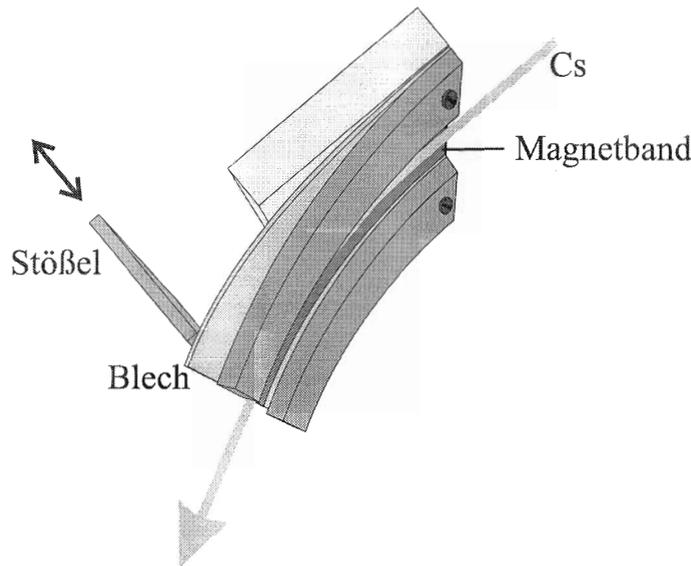


Abbildung 6.3: Skizze zu den Experimenten zur Strahlführung mit variablem Ablenkwinkel. Das Magnetband ist auf einem Blech befestigt, das von außen mit dem Stößel gebogen werden kann.

6.3 Gekrümmtes Magnetband

Um die Eigenschaften einer Strahlumlenkung aus Magnetband eingehend untersuchen zu können, sollte die Anzahl der Reflexionen und damit der Ablenkwinkel variiert werden können. Aus diesem Grund wurde ein 4,5 cm langes Stück Magnetband mit Fotofilm auf ein ebenes, unmagnetisches Stück Federbronze-Blech geklebt. Dieses wurde so in der Vakuumapparatur befestigt, daß der Anfang des Bandes starr mit dem Drehteller verbunden, das Ende jedoch frei aufgehängt ist (Abbildung 6.3). Mit einem von außen beweglichen Stößel kann das Blech mit dem Magnetband an der freien Seite weggedrückt und somit gebogen werden. Um eine definierte Form zu erhalten, wird die Biegung durch zwei Aluminiumbögen begrenzt, so daß der an ihnen anliegende Teil des Bleches Kreisform annimmt. Die Krümmung des frei hängenden Teils des Bleches ist zu jeder Zeit geringer als die der Aluminiumbögen.

Das vom Nachweislasers erzeugte Fluoreszenzlicht des Strahles wird von oben mit der CCD-Kamera beobachtet. Dadurch kann man die Strahlentwicklung verfolgen, während man den Ablenkwinkel erhöht oder den Eintrittswinkel verändert. Man erhält so Informationen über die Anzahl der von den Atomen gemachten Reflexionen, den eventuell dadurch bedingten Verlust und die Entwicklung des Strahlprofils.

Der Vergleich der Kamerabilder des unabgelenkten und des abgelenkten Strahles liefert den Ablenkwinkel auf $\pm 0,4^\circ$ genau (begrenzt durch die Kameraauflösung). Durch die endliche Länge und Biegsamkeit des Bleches begrenzt, lassen sich Winkel von bis zu 25° erreichen (siehe Abbildung 6.4).

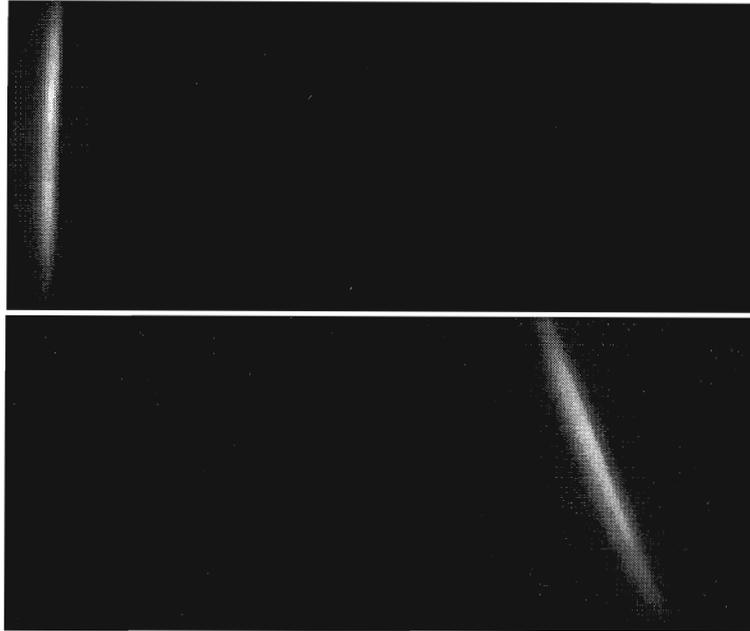


Abbildung 6.4: CCD-Kamerabilder des vom Nachweislaser angeregten Fluoreszenzlichtes des Atomstrahles, wenige Millimeter hinter der Flüstergalerie. Oben: Unabgelenkter Strahl. Unten: um 24° abgelenkter Strahl (8-fach verstärkt dargestellt, gleicher Bildausschnitt)

Die im Folgenden beschriebenen Experimente werden mit einem durch Schlitzblenden auf $150\ \mu\text{m}$ Breite eingeschränkten Strahl gemacht. Optimal justiert, ließen sich um 24° abgelenkte Strahlen mit 13% der Intensität des einfallenden Strahles beobachten.

6.3.1 Abzählen von Reflexionen

Wie in Kapitel 4.3.3 erwähnt, lassen sich kollimierte Strahlen nach der Umlenkung nur bei räumlich stark eingeschränktem einfallendem Strahl beobachten. Es ist leider mit unseren Mitteln nicht möglich, eine solch schmale Blende zu benutzen und zu justieren. Eine zweite Möglichkeit ist allerdings, bei solch großen Einfallswinkeln zu arbeiten, daß die dadurch von den Atomen mitgebrachte transversale kinetische Energie es nur noch den Atomen mit der niedrigsten potentiellen Energie erlaubt, transmittiert zu werden. Aus dem Potential in der Flüstergalerie, Abbildung 4.4, erkennt man, daß man diesen Bereich räumlich sehr stark einengen kann.

Eine Messung mit dem Ziel, die Entwicklung eines räumlich eng begrenzten Strahles zu untersuchen, findet also bei großem Einfallswinkel statt. Beginnt man mit *einer* Reflexion am geraden Magnetband und beobachtet die Entwicklung des Strahles bei

zunehmender Krümmung, so wird zunächst *ein* intensiver Strahl abgelenkt, der mit zunehmendem Winkel, also abnehmendem Krümmungsradius, schnell schwächer wird. Erreicht der Ablenkwinkel einen bestimmten Wert, der vom Einfallswinkel des Strahles am Eingang abhängt, so teilt er sich auf und man erkennt, wie in Abbildung 4.11 für einen räumlich eingeschränkten Strahl in der Simulation erhalten, zwei deutlich voneinander getrennte Teilstrahlen (Abbildung 6.5). Der äußere wird zunehmend intensiver und weiter abgelenkt, während der innere verschwindet. Dieses Verhalten läßt sich in regelmäßigen Abständen wiederholt beobachten. Offensichtlich handelt es sich jeweils um einen Übergang von n zu $n+1$ Reflexionen, die der Strahl erfährt. Sobald ein genügend großer Teil des Bleches durch die Aluminiumbögen in Kreisform mit festem Krümmungsradius gezwungen wird, bleibt die Strahlintensität bei zunehmender Ablenkung nahezu konstant. *Es finden also so gut wie keine Verluste aus dem Transmissionskanal mehr statt!*

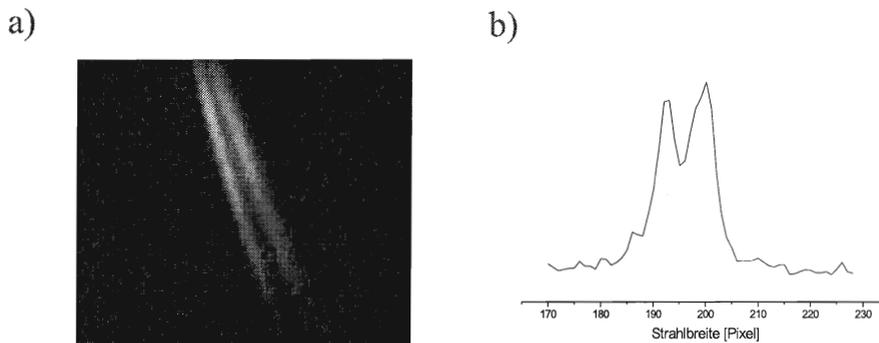


Abbildung 6.5: a) Ausschnitt des Kamerabildes eines Doppelstrahles. Die Graustufen deuten die Intensität des vom Nachweislaser angeregten Fluoreszenzlichtes an. b) Strahlprofil der Intensität.

Zu großen Ablenkwinkeln hin werden die Doppelstrahlen häufiger, teilweise werden dreifach- und vierfach- Strahlen beobachtet. Dies deutet darauf hin, daß sich der Strahl mit jeder Reflexion aufweitet, und eine Kombination aus n , $n+1$, $n+2$... Reflexionen zu beobachten und noch zu trennen ist. In Abbildung 6.6 ist die Lage der Doppelstrahlen und die Intensitäten des n -mal reflektierten Strahles für einen großen Einfallswinkel dargestellt.

6.3.2 Majorana-Übergänge

In Kapitel 2.2 wurde bereits die Möglichkeit erwähnt, daß beim Durchgang durch Gebiete, in denen die Adiabasis-Bedingung (Gleichung (2.11)) nicht ausreichend erfüllt ist, Majorana-Übergänge in m_F -Zustände stattfinden, die nicht die maximale Magnetkraft erfahren. Um das Kriterium besser zu erfüllen, wird senkrecht zum Atomstrahl mittels zweier Helmholtzspulen ein homogenes Magnetfeld („Haltefeld“, in z -Richtung) angelegt.

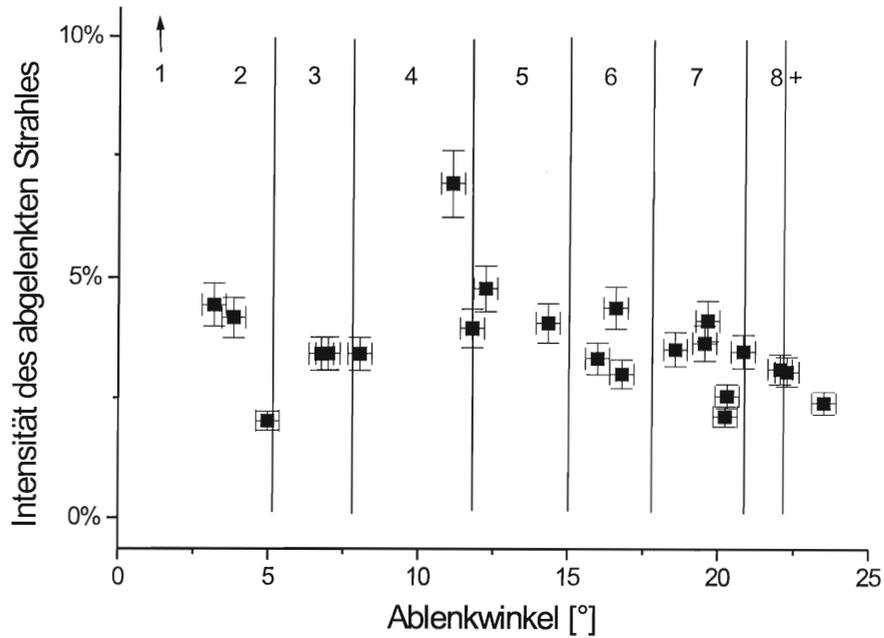


Abbildung 6.6: Intensität des Reflexes des Atomstrahles bei hohem Einfallswinkel und verschiedenen Ablenkwinkeln. Die senkrechten Linien zeigen die Lage der Doppelstrahlen an, die Anzahl der Reflexionen ist durch die Zahlen angedeutet.

Der in y -Richtung exponentielle Abfall des Feldes der Magnetbänder und damit die Kraft auf die Atome ist dadurch nicht beeinträchtigt.

Um die Stärke des benötigten Haltefeldes zu bestimmen, nehmen wir zunächst an, daß sich innerhalb des für die Adiabatiebedingung kritischen Bereiches, nämlich dort, wo Haltefeld und exponentiell abfallendes Feld etwa die gleiche Stärke haben, der Feldbetrag nur wenig ändert und die Atome noch keine Kraft erfahren. Dann kann mit Gleichung 2.13 die Wahrscheinlichkeit dafür berechnet werden, daß sich der m_F -Zustand des Atomes beim Durchgang nicht ändert. Ein Haltefeld von 15 G (1,5 mT) sollte demnach reichen, um Majorana-Übergänge bei 12-maligem Durchgang (6 Reflexionen am Band) zu über 99% zu unterdrücken.

Um die Unterdrückung der Majorana-Übergänge experimentell nachzuweisen, wurde die Abhängigkeit der Intensität des abgelenkten Strahles vom Haltefeld untersucht. Bei großem Einfallswinkel und einer Gesamtablenkung von $17,8^\circ$ (6 Reflexionen) sollten damit Atome, die den $m_F = 4$ -Zustand verlassen haben, nicht mehr im abgelenkten Strahl zu finden sein. Überraschenderweise steigt die Intensität schon bei sehr kleinem Haltefeld steil an und sättigt bei 2–3 G (0,2–0,3 mT) ab (Abbildung 6.7).

Steigung und Position der gemessenen Kurve entsprechen der eines um den Faktor 10 höheren l in der Majorana – Formel (2.13). Die bei uns nicht erfüllte Näherung eines im kritischen Bereich nur schwach variierenden Feldbetrages ist wohl der Grund für diese Diskrepanz.

Nach diesem Ergebnis kann man Majorana-Übergänge mit einem Haltefeld von > 3 G sicher ausschließen.

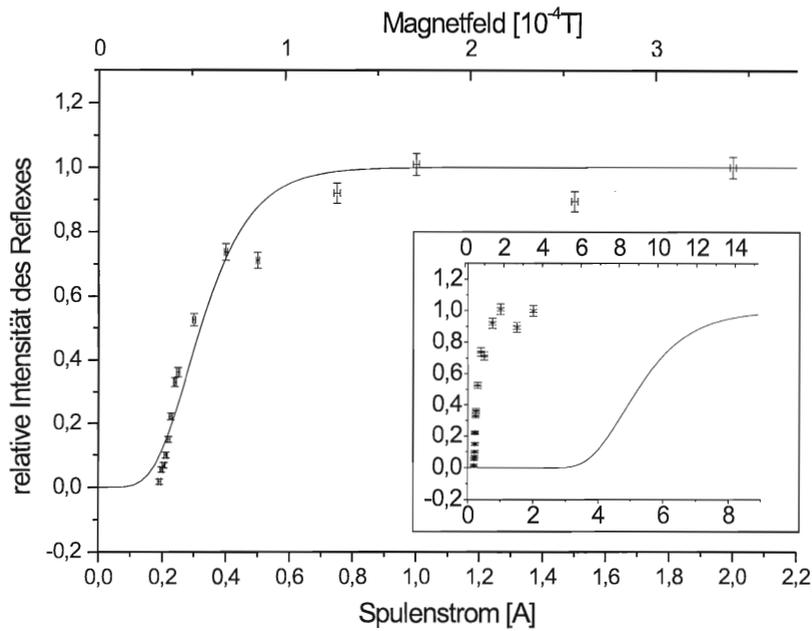


Abbildung 6.7: Abhängigkeit der Intensität eines um $17,8^\circ$ abgelenkten Strahles vom Haltefeld. Die angepaßte Kurve ergibt ein 10-fach höheres l als aus der Majorana-Formel (2.13) für 6-fache Reflexion erwartet (im Kasten verkleinert dargestellt).

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Mit Hilfe von sinusförmig magnetisierten Videobändern lassen sich effiziente Reflektoren für kalte Atomstrahlen herstellen. Durch das relativ schwache Oberflächenfeld sind die reflektierbaren Energien recht klein, was die Möglichkeiten auf streifende Reflexion beschränkt. In Analogie zur Röntgenoptik, wo optische Komponenten bei streifender Reflexion bekannt sind, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Strahlumlenkung konstruiert, die durch mehrfache Reflexion an einem gekrümmten Magnetband größere Ablenkwinkel möglich macht (ein sogenannter „Flüstergalerie“ – Spiegel).

Dazu wurde zunächst eine Technik entwickelt, die uns aus Brighton zur Verfügung gestellten magnetisierten Bänder glatt in die gewünschte Form zu kleben. In Simulationsrechnungen wurde untersucht, welche Transmissionseigenschaften eine solche Komponente, auch bei nicht perfekter Oberfläche, zeigen sollte. Die Funktion konnte an einer flexiblen Flüstergalerie demonstriert werden, die Ablenkwinkel zwischen 3 und 25° erlaubt.

Bei geeigneter Wahl des Einfallswinkels läßt sich ein räumlich enger Strahl transmittieren, bei dem die Anzahl der Reflexionen am Magnetband abgezählt werden kann. Damit konnte gezeigt werden, daß die Transmission nicht von der Anzahl der Reflexionen abhängt, die Reflektivität des Magnetbandes liegt auch im gekrümmten Fall bei nahezu 100%.

Für die Zukunft ist zunächst die Konstruktion eines Wolter–Teleskops aus Magnetband geplant, das eine starke Fokussierung des Strahles erlauben sollte. Weitere Pläne sehen die Erweiterung der Flüstergalerie auf 360° vor, ein „Looping“ für Atome könnte möglich sein. Desweiteren wird natürlich nach Möglichkeiten gesucht, größere effektive Oberflächenfelder zu erhalten, um die reflektierbaren Energien zu erhöhen, ohne die Vorteile eines steilen Feldgradienten durch kleine Magnetisierungsperioden aufgeben zu müssen.

Anhang A

Magnetfeldberechnung bei gewellten Bändern

In Kapitel 4.3.1 ist das Ergebnis der Berechnung des Feldes eines cosinusförmig deformierten Magnetbandes beschrieben. Hier sollen nun die dazu führenden Überlegungen und Rechnungen dargestellt werden.

Ausgegangen wird von einer in x - und z - Richtung unendlich ausgedehnten Fläche, die in y - Richtung gewellt ist (zu den Achsendefinitionen siehe Abbildung (4.1)):

$$O(x) = A \cos(k_s x), \quad (\text{A.1})$$

die Magnetisierung hat die Form:

$$M(x) = M_0 \sin(k_m x), \quad (\text{A.2})$$

Dabei vernachlässigen wir eine Magnetisierung in y -Richtung, wie sie durch die Welligkeit des Bandes hervorgerufen wird. Der dadurch bedingte Fehler liegt für die betrachteten Welligkeiten bei etwa 1%.

Das Magnetfeld am Aufpunkt (x, y, z) berechnet sich aus dem skalaren magnetischen Potential [Jack81]:

$$\vec{B}(x, y, z) = -\vec{\nabla} \Phi_M(x, y, z) = -\vec{\nabla} \int_V \frac{M(\vec{r}')}{|\vec{r}'|} d\vec{r}', \quad (\text{A.3})$$

wobei $\vec{r}' = (x' - x, y' - y, z' - z)$ und über das gesamte magnetisierte Volumen zu integrieren ist.

Da das Magnetfeld unabhängig von z ist, setzen wir den Aufpunkt bei $z=0$.

Um die Rechnung zu vereinfachen, nehmen wir ein unendlich dünnes Magnetband an: $y' \rightarrow \delta(O(x) - y')$. Das Feld ergibt sich dann aus:

$$\vec{B}(x, y, z) = -\vec{\nabla} \int_{x,z} \frac{M_0 \sin(k_m x')}{\sqrt{(x' - x)^2 + (A \cos(k_s x') - y)^2 + z'^2}} dx' dz'. \quad (\text{A.4})$$

Das Integral und der Gradient sind vertauschbar. Führt man den Gradienten aus, so erhält man zwei Gleichungen für B_x und B_y , B_z verschwindet.

$$\begin{aligned} B_x &= M_0 \int_{x,z} \frac{\sin(k_m x')(x' - x)}{((x' - x)^2 + (A \cos(k_s x') - y)^2 + z'^2)^{3/2}} dx' dz' \\ B_y &= M_0 \int_{x,z} \frac{\sin(k_m x')(A \cos(k_s x') - y)}{((x' - x)^2 + (A \cos(k_s x') - y)^2 + z'^2)^{3/2}} dx' dz'. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Nun kann man die z' -Integration ausführen und erhält:

$$\begin{aligned} B_x &= 2M_0 \int_x \frac{\sin(k_m x')(x' - x)}{(x' - x)^2 + (A \cos(k_s x') - y)^2} dx' \\ B_y &= 2M_0 \int_x \frac{\sin(k_m x')(A \cos(k_s x') - y)}{(x' - x)^2 + (A \cos(k_s x') - y)^2} dx'. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Dieser Ausdruck muß nun für den gewünschten Aufpunkt numerisch integriert werden. Dies wurde mit Hilfe eines Runge-Kutta-Algorithmus mit adaptiver Schrittweite [Pres92] durchgeführt. Aufgrund des stark oszillierenden Integranden ist die Genauigkeit der Rechnung beschränkt. Um die Rechenzeit klein zu halten, wurden die Integrationsgrenzen bei $\pm 1000 \mu\text{m}$ gezogen, wo der Integrand noch die Größe von etwa 1% des Maximalwertes besitzt.

Literaturverzeichnis

- [Amm97] G. Ammon, P. Andretzky, S. Blossey, G. Bohn, P. Ettl, H.P. Habermeier, B. Harand, G. Häusler: '*Coherence radar*' – *new modifications of white-light interferometry for large object shape acquisition*, Proc. of the EOS Topical Meeting on Optoelectronics, Distance Measurements and Applications, Nantes, July 8–10 (1997)
- [Amp98] AMPEX *specifications: Master Broadcast 398 Betacam SP Videocassettes* AMPEX 1998
- [Bal87] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Yu. B. Ovchinnikov, A. I. Sidorov: *Reflection of an atomic beam from a gradient of an optical field*, JETP Lett. **45**, 354 (1987)
- [Brei31] G. Breit und I. I. Rabi: *Measurement of nuclear spin*, Phys. Rev. **38**, 2082 (1931)
- [Brü91] P. Brüll, D. Kirchgässner, P. Leiderer: *Observation of symmetric patterns in the flux distribution of thin $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ films*, Physica C **182**, 339 (1991)
- [Byla99] BYLA GmbH: *Datenblatt BYLAPOX 7285*, BYLA GmbH, 65594 Runkel (1999)
- [Dal89] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji: *Laser cooling below the Doppler limit by polarisation gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989)
- [Des97] P. Desbiolles, M. Arndt, P. Szriftgiser, J. Dalibard: *Dissipative atom optics*, J. Mod. Opt. **44** (10) 1827 (1997)
- [Drn99] M. Drndic, G. Zabow, C. S. Lee et al.: *Properties of Microelectromagnet Mirrors as reflectors of Cold Rb Atoms*, Phys. Rev. A **60** (5) 4012 (1999)
- [Ert87] W. Ertmer: *Laserkühlung von Atomstrahlen – Atome im Mikrokkelvin-Bereich und darunter*, Phys.Bl. **43** (10) 385 (1987)
- [Haub96] D. Haubrich, R. Wynands, D. Meschede: *A modified commercial Ti:sapphire laser with 4 kHz rms linewidth* Optics Communications **123**, 558–562 (1996)

- [Haub97] D. Haubrich, D. Meschede, T. Pfau, J. Mlynek: *Atomlithographie*, Phys. Bl. **6**, 523 (1997)
- [Hug97a] I. G. Hughes, P.A. Barton, T.M. Roach, M. G. Boshier, E. A. Hinds: *Atom optics with magnetic surfaces: I. Storage of cold atoms in a curved 'floppy disc'*, J. Phys. B.: At. Mol. Opt. Phys. **30**, 647–658 (1997)
- [Hug97b] I. G. Hughes, P. A. Barton, T.M. Roach and E. A. Hinds: *Atom optics with magnetic surfaces: II. Microscopic analysis of the 'floppy disk' mirror*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **30**, 2119–2132 (1997)
- [Jack81] J. D. Jackson: *Klassische Elektrodynamik*, W. de Gruyter Verlag Berlin, New York 1981, Kapitel 5.9.C
- [Kae96] W. G. Kaenders, F. Lison, I. Müller, A. Richter, R. Wynands, D. Meschede: *Refractive components for magnetic atom optics*, Phys. Rev. A **54**, 5067 (1996)
- [Lett88] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. D. Phillips, P. Gould and H. Metcalf: *Observation of atoms laser cooled below the doppler limit*, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988)
- [Lis98] F. Lison: *Atomlithographie und reflexive Atomoptik mit laserpräparierten Atomen*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn (1998)
- [Lis00] F. Lison, P. Schuh, D. Haubrich, D. Meschede: *High-brilliance Zeeman-slowed cesium atomic beam*, Phys. Rev. A **61**, 013405 (2000)
- [Maj32] E. Majorana: *Atomi Orientati in Campo Magnetico Variabile*, Nuovo Cimento **9**, 43 (1932)
- [Mall87] J. C. Mallinson: *The Foundations of Magnetic Recording*, Academic Press Ltd. London 1987, 1993
- [Opat92] G. L. Opat, S.J. Wark and A. Cimmino: *Electric and Magnetic Mirrors and Gratings for Slowly Moving Neutral Atoms and Molecules*, Appl. Phys. B **54**, 396-402 (1992)
- [Phil82] W. D. Phillips, H. Metcalf: *Laser Deceleration of an Atomic Beam*, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982)
- [Pres92] W. H. Press: *Numerical recipes in C*, second edition, Cambridge University Press, Cambridge, New York 1992
- [Ram56] N. F. Ramsey: *Molecular Beams*, Oxford University Press, New York 1956
- [Ras99] U. Rasbach, F. Rex, A. Weis, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn: *Private Mitteilung* 1999/2000

- [Saba99] C. V. Saba, P. A. Barton, M.G. Boshier, I. G. Hughes, P. Rosenbusch, B. E. Sauer, E. A. Hinds: *Reconstruction of a cold atom cloud by magnetic focusing*, Phys. Rev. Lett. **82** (3) 468 (1999)
- [Schu98] P. Schuh: *Reflexive Atomoptik mit permanentmagnetischen Strukturen*, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn (1998)
- [Swe81] R. D. Swenson, U. Even: *Continuous flow reflux oven as the source of an effusive molecular Cs beam*, Rev. Sci. Instrum. **52** (4), 559 (1981)
- [Spi94] E. Spiller: *Soft x-ray optics*, SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington USA 1994
- [Thy99] J. H. Thywissen, M. Olshani, G. Zabow, M. Drndic, K. S. Johnson, R. M. Westervelt, M. Prentiss: *Microfabricated magnetic waveguides for neutral atoms*, Eur. J. Phys. D **7** (3) 361–367 (1999)
- [Van89] J. Vanier, C. Audoin: *The quantum physics of atomic frequency standards*, Edition A. Hilger Bristol, Philadelphia 1989
- [Vlad61] V. V. Vladimirkii: *Magnetic mirrors, channels and bottles for cold Neutrons*, Soviet Physics JETP **12**, 740 (1961)
- [Wea84] R. C. Weast (Herausgeber): *Handbook of Chemistry and Physics*, 65th edition, CRC Press Inc, Boca Raton, Florida 1984
- [Wol52] H. Wolter: *Spiegelsysteme streifenden Einfalls als abbildende Optiken für Röntgenstrahlen*, Ann. Ph. **6** (10) 94 (1952)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen, mich bei all jenen zu bedanken, die mich während dieses Jahres meiner Diplomarbeit in vielerlei Hinsicht unterstützt haben:

- Meinen Laborkollegen Habib Merimeche, Mario Mützel und Dietmar Haubrich für die gute Zusammenarbeit und viele interessante, auch nicht-physikalische Diskussionen.
- Den Mitforschern der Arbeitsgruppen Meschede und Wynands, insbesondere Daniel Frese und Henry Leinen für die Unterstützung bei den Integrationen, Christoph Affolderbach für viele Ideen und noch mehr Kaffee, sowie Markus Stähler, Wolfgang Kemp, Stefan Kuhr, Robert Wynands, Margit Dornseifer, Viktor Gomer, Dagmar Gläßner, Tobias Junglen, Svenja Knappe, Alexa Nagel, Markus Neufert, Dominik Schrader und Jiajiu Wang dafür, daß sie sich immer Zeit genommen haben, wenn mal Fragen zu klären und Probleme zu lösen waren.
- Den Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der Werkstätten, die immer hilfreich waren, technische Probleme zu lösen und die so manches Mal auf ihren großen Schraubstock verzichten mußten.
- Dagmar Eichler-Becker und Fien Lathumahina sowie Herrn Haberstroh, die dafür sorgen, daß im Institut immer alles läuft.
- den Professoren Ed Hinds und Hal Metcalf, die jeweils für eine Weile Gast in Bonn waren und mit vielen neuen Ideen wichtige Impulse für unsere Arbeit gaben.
- Herrn Prof. Kobel für die Übernahme des Korreferats,
- Herrn Prof. Meschede für die Möglichkeit, in seiner Arbeitsgruppe eine interessante und abwechslungsreiche Arbeit anzufertigen,

sowie nicht zuletzt meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht und mich auf jede erdenkliche Weise unterstützt haben.

Dankeschön!
Ralph Bertram