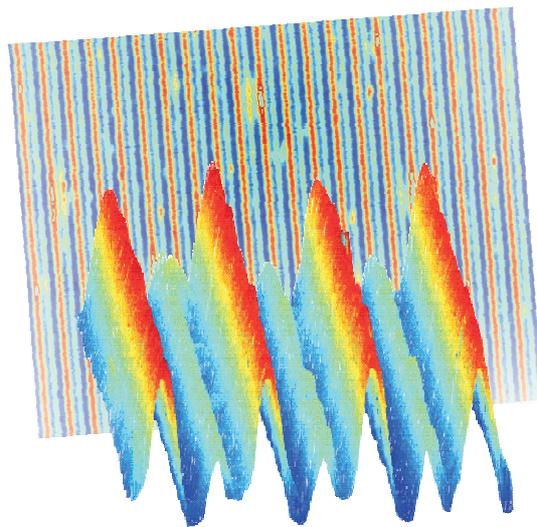


Resonante Lichtmasken zur Erzeugung von Chrom-Nanostrukturen

Diplomarbeit

Anja Habenicht



27. Februar 2003

Universität Konstanz
Fachbereich Physik
Nachwuchsgruppe Dr. Oberthaler

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	5
2. Theoretische Grundlagen	9
2.1. Die Atom-Licht-Wechselwirkung	9
2.2. Das Modell der dressed states	10
2.3. Fokussierung von Atomen mit optischen Potentialen	14
2.3.1. Fokussieren in weit verstimmtten Stehwellen	14
2.3.2. Fokussieren mit Licht auf Resonanz	15
2.3.3. Nicht-adiabatische Übergänge	21
3. Experimenteller Aufbau	25
3.1. Lasersystem und Stabilisierung	26
3.2. Vakuumkammer und Erzeugung des Atomstrahls	27
3.3. Charakterisierung des Atomstrahls	29
3.3.1. Der Fluss	29
3.3.2. Laserkühlung	31
3.4. Depositionsaufbau	33
4. Simulation und Ergebnisse der Deposition auf Resonanz	35
4.1. Diskussion der Fokussiermodelle	35
4.2. Experimentelle Ergebnisse	40
4.3. Simulation der Deposition auf Resonanz	45
5. Die Ultrahochvakuum-Depositionskammer	49
5.1. Besonderheiten eines Ultrahochvakuum-systems	49
5.2. Die Kammer und das Proben-transfersystem	51
5.2.1. Die Probe: vom Aufdampfen bis zum Austausch und Untersuchung	53
5.3. Aufbau und erstes Ultrahochvakuum	55
5.4. Anschluss an die Hochvakuum-Ofenkammer	56
5.4.1. Anbindung an das Vakuum - differentielle Pumpstufe	56
5.4.2. Veränderung der Kammerausrichtung	61
6. Ausblick und Zusammenfassung	63
6.1. Ausblick	63
6.2. Zusammenfassung	64
A. Anhang	66
Literaturverzeichnis	67

1. Einleitung

In der Nanotechnologie werden Strukturen erzeugt und untersucht, die mit einigen Nanometern Größe nur wenig größer sind als die Atome, aus denen diese Strukturen bestehen. Techniken, mit denen Atome derart platziert werden können, sind beispielsweise die Anordnung mit Hilfe von Raster-Mikroskopen oder die Selbstanordnung von Atomen. Eine weitere Variante, die die Wechselwirkung von Atomen mit Licht zu Hilfe nimmt, ist die Atomlithographie.

Bereits zu Beginn des letzten Jahrhundert wurde durch die Arbeiten von de Broglie [deB25] und Einstein [Ein17] die Möglichkeit aufgezeigt, dass sich Materie wie Licht verhalten kann und ihre Bewegung durch elektromagnetische Strahlung beeinflussbar ist. In den folgenden Jahrzehnten wurden diese Ideen umgesetzt und fanden erste Anwendungen. Das Aufblühen der Atomoptik, also der Beeinflussung der Bewegung von Atomen mit Licht, zum Ende des letzten Jahrhunderts war besonders der Erfindung und Weiterentwicklung des Lasers als Lichtquelle zu verdanken.

Bereits 1968 entstand die Idee [Let68], Atome in einer stehenden Lichtwelle zu lokalisieren. Zehn Jahre später gelang es, einen Atomstrahl im Inneren einer gaußförmigen Lasermode zu fokussieren [Bjo78]. Danach wurden Atome in den Knoten oder Bäuchen einer stehenden Lichtwelle kanalisiert [Sal87], und es gelang die Demonstration, dass eine Stehwelle als Linse für Atome wirken kann [Sle92]. Anschließend wurden auch Spiegel und Strahlteiler aus Licht für Atome realisiert [Ada94].

Damit waren die Grundsteine für die Atomlithographie gelegt. Diese wurde zu Beginn als anwendungsorientierter Teil der Atomoptik angesehen, das Ziel war es, die Limitierungen der herkömmlichen Photolithographie zu überwinden. Photolithographisch erzeugte Strukturen sind beugungsbegrenzt, die Atomlithographie bietet hier aufgrund der sehr kleinen de Broglie Wellenlänge für Atome (einige pm) Vorteile.

Bis heute gelang es jedoch nicht, beliebige Strukturen zu erzeugen, da das Lichtfeld aufgrund der Erzeugung durch eine oder mehrere Reflexionen Periodizität aufweist. Die hohe Periodizität erzeugter Strukturen kann jedoch auch gewünscht sein und beispielsweise Anwendung finden in der Erzeugung von Eichstandards für Atomkraft- oder Tunnelmikroskope.

Die erste Erzeugung von atomlithographischen Strukturen gelang 1992 mit Natrium [Tim92], fünf Jahre später gelangen dieser Gruppe auch die bisher schmalsten Strukturen mit einer Breite von 15 nm [Beh97]. Natrium ist jedoch an Luft nicht stabil, daher müssen die Strukturen im Vakuum untersucht werden. Die ersten atomlithographischen Nanostrukturen aus Chrom, die an Luft stabil sind, wurden 1993 am NIST (USA) hergestellt [McC93], sechs Jahre später wurden die schmalsten Chromstrukturen erzeugt (28 nm) [And99]. Den Gruppen in Osaka (Japan) und Nijmegen (Niederlande) gelang ebenfalls die Erzeugung von Chromnanostrukturen [Sun01][Jur02]. Auch mit Aluminium wurden periodische Nanostrukturen hergestellt [McG95]. Gegenwärtig wird an der Erzeugung von Nanostrukturen aus Gallium, Indium und Eisen geforscht. Nanostrukturen aus Gallium und Indium könnten zur Herstellung von nanostrukturierten Verbindungshalbleitern führen, Eisen zu ferromagnetischen Nanostruktu-

1. Einleitung

ren [Sli02].

Neben der direkten Deposition der Atome auf einem Substrat besteht die Möglichkeit, eine Resistschicht auf einem Substrat mit Atomen zu zerstören. Anschließendes Ätzen überträgt die Struktur auf das Substrat. Die Abbildung mechanischer Masken gelang mit Argon [Ber95], Helium [Now96], Neon [Eng99] und Cäsium [Kre96]. Strukturherzeugung mittels einer Lichtmaske gelang mit Cäsium [Lis97], Argon [Joh98], Neon [Eng99] und mit Helium [Pet00].

Ab 1993 begann Prof. J. Mlynek mit dem Aufbau des Experiments "Atomlithographie mit Chrom". Seit 2001 wird dieses Experiment in der Gruppe von M. Oberthaler weitergeführt. Mit dem Aufbau des Lasersystems [Mau94] und der eindimensionalen Kollimation des Chromstrahls [Dre96] waren die Grundlagen für die erste Deposition gelegt. 1997 gelang die Erzeugung der ersten Strukturen mit einer Breite von 66 nm [Dro97a]. Anschließend ermöglichte der Umbau auf eine zweidimensionale Kollimation [Stu96] die Erzeugung von zweidimensionalen Strukturen [Dro97b]. Dabei wurden durch Überlagerung dreier Laserstrahlen eine Lichtmaske mit hexagonale Struktur und entsprechende Chromstrukturen erzeugt. Ebenfalls durch Überlagerung dreier Laserstrahlen, jedoch mit zueinander senkrechter Polarisation, gelang die Erzeugung von Strukturen mittels einer Polarisationsgradientenmaske. In dieser koppeln die magnetischen Unterzustände des Atoms verschieden stark an das Lichtfeld an, und es gelang die Erzeugung von sub- $\lambda/2$ Strukturen [Bre99b]. Da die magnetische Unterstruktur von Atom zu Atom verschieden ist, sind die erhaltenen Strukturen elementspezifisch. Bei einer Intensitätsgradientenlichtmaske mit vier Strahlen die leicht gegeneinander verkippt waren, wurden Strukturen mit einem Übergitter [Sch00b] erzeugt. Mit Verwendung einer Stehwelle, bei der das Vorzeichen der Verstimmung nach der Hälfte der Depositionszeit geändert wurde, auch als "detuning-switch" bezeichnet, gelang im eindimensionalen Fall die Erzeugung von $\lambda/4$ Strukturen [Sch99]. In einem folgenden Experiment wurde die Materialelektivität der Lichtmaske ausgenutzt zum strukturierten Dotieren. Dazu wurde Magnesiumfluorid, das durch die Lichtmaske kaum beeinflusst wird, gleichzeitig mit Chrom verdampft. Es entsteht eine Schicht Magnesiumfluorid, die räumlich periodisch mit verschiedenen Anteilen Chrom dotiert ist [Sch01]. Während der Deposition kann die Lichtfeldgeometrie oder die Aufwachsraten verändert werden. Auf diesem Weg ist eine strukturierte Deposition in der dritten Dimension möglich. Daher wird diese Art der Erzeugung von Nanostrukturen auch als dreidimensionale Atomlithographie bezeichnet. Strukturiertes Dotieren ist besonders interessant für die für Halbleiter relevanten Elemente der Gruppen III-V, wie zum Beispiel Indium und Gallium, da mit diesen hochperiodische, photonische Halbleiterkristalle (zum Beispiel GaAs) erzeugt werden könnten.

In Konstanz ist seit einem Jahr die Realisierung von neuartigen Lichtmasken das Ziel. Mittels Deposition von Atomen durch eine stehende Lichtwelle auf Resonanz können $\lambda/4$ Strukturen erzeugt werden, dies gelang zum ersten Mal im Rahmen dieser Diplomarbeit. Zukünftig sollen mittels dissipativer Lichtmasken Strukturen erzeugt werden [Stü03], die eine starke Reduzierung des Untergrunds erhoffen lassen. Dazu sind jedoch lange Wechselwirkungszeiten notwendig. Ein Umbau der Depositionskammer ermöglicht die Verwendung eines größeren Spiegels und damit längere notwendige Wechselwirkungszeiten.

Ein Umbau der Kammer ermöglicht auch die Eröffnung eines viel versprechenden Projekts: die Kombination von Atomlithographie mit der Physik dünner Schichten und magnetischer Eigenschaften. Von der Verbindung CrPt_3 ist bekannt, dass sie unter bestimmten Voraussetzungen bei der Erzeugung ferrimagnetisch ist. Ist der Chromanteil hochperiodisch angeordnet, wie nach der Erzeugung durch Atomlithographie, so könnten periodische, magnetische Strukturen auf der nm-Skala entstehen. Zur Erzeugung dieser Strukturen besteht eine

Zusammenarbeit mit der Gruppe von Prof. G. Schatz. Auf eine atomlithographisch strukturierte Schicht Chrom soll nach einem Proben transfer in einer Molekularstrahlepitaxie-Anlage eine Schicht Platin gewachsen und anschließend ein Phasenübergang in die magnetische Phase erreicht werden. Eine andere Möglichkeit ist das schräge Bedampfen der Chromstrukturen mit Cobalt, so dass durch das Absetzen von diesem an einer Flanke der Struktur magnetische Bereiche entstehen. Hierfür ist es notwendig, die Chromstrukturen im Ultrahochvakuum zu erzeugen, damit diese frei von Verunreinigungen sind. Die dafür verwendete Kammer muss einen Probenaustausch unter Vakuumbedingungen ermöglichen.

Diese Arbeit beschreibt die Erzeugung und theoretische Erklärung von $\lambda/4$ Strukturen, die mit Hilfe einer Stehwelle auf Resonanz hergestellt wurden. Weiter wird die Entwicklung und der Aufbau einer Kammer dargestellt, die zur Deposition der Chromatome im Ultrahochvakuum dient. Sie ermöglicht einen Probenaustausch unter Vakuumbedingungen zwischen den Vakuumkammern des Atomlithographieexperiments und der Molekularstrahlepitaxie-Anlage der AG Schatz.

Die Wechselwirkung von Atomen mit Licht kann für nicht resonantes Licht in einem klassischen Bild beschrieben werden. Dieses Bild versagt jedoch bei der Beschreibung der Wechselwirkung von Atomen mit resonantem Licht. Das semiklassische dressed state Modell, das in Kapitel 2 dargestellt wird, ist zur Beschreibung der Atom-Licht Wechselwirkung geeignet. Aus diesen erhält man die Potentiale in denen die Atome in einer stehenden Lichtwelle fokussiert werden. Anschließend werden verschiedene Modelle für diese Strukturzeugung durch resonantes Licht beschrieben.

Das Kapitel 3 zeigt den experimentellen Aufbau und die Charakterisierung des Atomstrahls.

In Kapitel 4 wird die Anwendbarkeit der den Simulationen zugrundeliegenden Modelle diskutiert und die Ergebnisse der Simulation mit den experimentellen Ergebnissen der Deposition auf Resonanz des Atomstrahls verglichen.

Kapitel 5 beschreibt den Umbau der Depositionskammer. Besonders der Realisierung des Probenaustausches, sowie dem Anschluss dieser Ultrahochvakuumkammer an die bestehende Hochvakuumkammer sind ein großer Teil dieses Kapitels gewidmet.

Ein Ausblick auf ferrimagnetische Nanostrukturen und auf dissipative Lichtmasken sowie eine Zusammenfassung in Kapitel 6 schließen diese Arbeit ab.

1. *Einleitung*

2. Theoretische Grundlagen

Die Manipulation von Atomen von Licht, wie es bei der atomlithographischen Erzeugung von Strukturen geschieht, beruht auf der Atom-Licht-Wechselwirkung. Diese kann qualitativ in folgendem Bild verstanden werden: Ein auf ein Atom treffendes elektrisches Feld \mathbf{E} der Frequenz ω_L regt die Elektronenwolke zum Schwingen an. Ist ω_L kleiner als die Resonanzfrequenz ω_0 des Atoms, man spricht von "roter Verstimmung", so ist die Schwingung in Phase mit dem Lichtfeld, bei "blauer Verstimmung", $\omega_L > \omega_0$, gegenphasig. Durch diese Schwingung wird ein Dipolmoment \mathbf{d} und damit ein Dipolpotential $V = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$ erzeugt. In einem inhomogenen Feld, das beispielsweise durch eine stehende Lichtwelle erzeugt wird, erfährt das Atom eine Kraft in Richtung der Intensitätsmaxima (bzw. -minima) bei roter (blauer) Verstimmung. Das Potential wird umso größer, je näher das Licht an die Resonanzfrequenz kommt, es ist bei der Resonanzfrequenz überhöht. Da bei resonantem Licht Feld und Dipol 90° außer Phase sind, verschwindet in diesem Fall die Kraft. Daher kann in diesem klassischen Bild die Fokussierung von Atomen in resonanten Stehwellen nicht verstanden werden, man benötigt eine quantenmechanische Betrachtungsweise.

2.1. Die Atom-Licht-Wechselwirkung

Die Atom-Licht-Wechselwirkung wird anhand eines Zwei-Niveau-Atoms betrachtet. Das Atom hat die Resonanzfrequenz ω_0 und wird durch die Frequenz ω_L des Feldes angeregt. Im Folgenden bezeichnet $|g\rangle$ den Grundzustand mit der Energie $-\hbar\omega_0/2$ und $|e\rangle$ den angeregten Zustand, der bei der Energie $+\hbar\omega_0/2$ liegt. Für den Hamiltonoperator des freien Atoms erhält man in dieser Basis [Dal85]

$$\begin{aligned}\hat{H}_A &= \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \frac{\hbar}{2}\omega_0(|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|) \\ &= \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \frac{\hbar}{2}\omega_0 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} .\end{aligned}\quad (2.1)$$

In der folgenden semiklassischen Beschreibung werden die Atome als Punktteilchen betrachtet. Dies ist gerechtfertigt, wenn die Ausdehnung des Zustandes kleiner ist als der Bereich über den sich das Feld ändert. Weiter wird der kinetische Anteil in der quantenmechanischen Betrachtung vernachlässigt, die Bewegung des Atoms dann durch die klassischen Bewegungsgleichungen beschrieben.

Für den Hamiltonoperator eines kohärenten, monochromatischen Lichtfeldes der Frequenz ω_L gilt [CT92]

$$\hat{H}_L = \hbar\omega_L(\hat{a}_L^\dagger\hat{a}_L + \frac{1}{2}) .\quad (2.2)$$

Der Erzeuger \hat{a}_L^\dagger erzeugt ein Photon in der Mode L , dieses wird durch den Vernichter \hat{a}_L

2. Theoretische Grundlagen

entfernt. Der Nullpunktsanteil $1/2$ kann bei sehr vielen Photonen in der Mode vernachlässigt werden.

Der Wechselwirkungsoperator koppelt das Atom an das Lichtfeld. An dieser Stelle wird die Dipolnäherung verwendet, bei dieser induziert das Licht $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ nur Dipolmomente $\mathbf{d} = -e \cdot \mathbf{r}$, und es ergibt sich mit den entsprechenden Operatoren $\hat{\mathbf{d}}$ beziehungsweise $\hat{\mathbf{E}}$

$$\hat{H}_{ww} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \quad (2.3)$$

der Gesamt-Hamiltonoperator $\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_L + \hat{H}_{ww}$.

2.2. Das Modell der dressed states

Im folgenden semiklassischen Modell wird die kinetische Energie des Atoms vernachlässigt und das Lichtfeld als klassisch betrachtet, somit \hat{H}_L nicht berücksichtigt. Somit lässt sich die Feldstärke schreiben als: $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cdot \cos(\omega_L t)$. Für den Wechselwirkungsoperator in der Basis $(|g\rangle, |e\rangle)$ gilt

$$\hat{H}_{ww} = \begin{pmatrix} 0 & \langle e | \hat{H}_{ww} | g \rangle \\ \langle g | \hat{H}_{ww} | e \rangle & 0 \end{pmatrix}$$

und $\langle e | \hat{H}_{ww} | g \rangle = \langle g | \hat{H}_{ww} | e \rangle = \langle e | -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}} | g \rangle = \hbar \omega_R \cdot \cos(\omega_L t)$. Die Diagonaleinträge dieser Matrix sind Null, da bei Dipolübergängen keine Übergänge zwischen Zuständen gleicher Parität erlaubt sind. Hierbei wird die sogenannte Rabi-Frequenz $\omega_R = \frac{1}{\hbar} \langle e | \hat{\mathbf{d}} | g \rangle \cdot \mathbf{E}_0(\mathbf{r})$ definiert, für die mit der natürlichen Linienbreite Γ und der Sättigungsintensität $I_S = \frac{\hbar \Gamma \omega_0^3}{12\pi c^2}$ und der Intensität $I(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2$ gilt

$$\omega_R = \Gamma \sqrt{\frac{I(\mathbf{r})}{2 \cdot I_S}} \quad (2.4)$$

Somit erhält man für die Beschreibung der Atom-Licht-Wechselwirkung den explizit zeitabhängigen Hamiltonoperator

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} -\hbar \omega_0 / 2 & \langle e | \hat{H}_{ww} | g \rangle \\ \langle e | \hat{H}_{ww} | g \rangle & +\hbar \omega_0 / 2 \end{pmatrix} ,$$

dieser lässt sich vereinfachen durch eine Transformation in das Wechselwirkungsbild mit dem Zeitentwicklungsoperator

$$\hat{U} = \exp(-i H_0 t / \hbar) \quad ,$$

dabei wird durch die Energietransformation

$$\hat{H}_0 = \frac{\omega_L}{\omega_0} \hat{H}_A = \frac{\hbar}{2} \omega_L (|e\rangle \langle e| - |g\rangle \langle g|)$$

eine Vereinfachung der folgenden Rechnungen erreicht. Der transformierte Hamiltonoperator stellt sich dann dar als

$$\begin{aligned} \tilde{\hat{H}} &= \hat{U}^{-1} (\hat{H}(t) - \hat{H}_0) \hat{U} \\ &= \frac{\hbar}{2} \Delta \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} - \frac{\hbar}{2} \omega_R \begin{pmatrix} 0 & 1 + \exp(i2\omega_L t) \\ 1 + \exp(-i2\omega_L t) & 0 \end{pmatrix} \quad (2.5) \end{aligned}$$

Mit $\Delta = \omega_L - \omega_0$ wird die Verstimmung des Lasers gegenüber der Resonanzfrequenz bezeichnet. Für die strukturierte Deposition von Atomen wird quasisresonantes Licht, d.h. die Verstimmung beträgt maximal einige zig Linienbreiten Γ , verwendet. In diesem Fall oszillieren die $\exp(\pm i2\omega_L t)$ Terme erheblich schneller als die Rabioszillation des Atoms. Die Zeitentwicklung des Atoms ist aber durch die Rabifrequenz gegeben, somit können im quasisresonanten Fall die $\exp(\pm i2\omega_L t)$ Terme vernachlässigt werden. Dieses Vorgehen wird als Drehwellennäherung¹ [Mey90] bezeichnet. Man erhält den explizit zeitunabhängigen Hamiltonoperator:

$$\tilde{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \Delta & -\omega_R \\ -\omega_R & -\Delta \end{pmatrix} . \quad (2.6)$$

Gegenüber dem ungestörten Operator \hat{H}_A (2.1) treten Außerdiagonalelemente auf, daher ist $(|g\rangle, |e\rangle)$ nicht mehr Eigenbasis. Die neue Eigenbasis und die Eigenenergien erhält man durch Diagonalisierung von \tilde{H} (2.6) durch die unitäre Transformation

$$\hat{H}' = \hat{U}^\dagger \tilde{H} \hat{U} . \quad (2.7)$$

Es ergibt sich:

$$\hat{U}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \cos \theta(\mathbf{r}) & -\sin \theta(\mathbf{r}) \\ \sin \theta(\mathbf{r}) & \cos \theta(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \hat{H}' = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\sqrt{\Delta^2 + \omega_R^2} & 0 \\ 0 & +\sqrt{\Delta^2 + \omega_R^2} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Die Diagonaleinträge von \hat{H}' sind die neuen Eigenwerte und die Spalten der Transformationsmatrix \hat{U} die Eigenzustände. Für den sogenannten Stückelbergwinkel gilt

$$\cos 2\theta = -\frac{\Delta}{\Omega} \quad \text{und} \quad \sin 2\theta = \frac{\omega_R}{\Omega} \quad (2.9)$$

und $\Omega = \sqrt{\Delta^2 + \omega_R^2}$ wird bezeichnet als die effektive Rabifrequenz.

Somit lauten die Eigenzustände und Eigenenergien eines Atoms im klassischen Lichtfeld nach der Drehwellennäherung [Dal85]

$$\begin{aligned} |1\rangle &= \cos \theta |e\rangle + \sin \theta |g\rangle \\ |2\rangle &= \cos \theta |g\rangle - \sin \theta |e\rangle \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} E_1 &= -\frac{\hbar}{2}(\text{sgn}\Delta)\sqrt{\Delta^2 + \omega_R^2} \\ E_2 &= +\frac{\hbar}{2}(\text{sgn}\Delta)\sqrt{\Delta^2 + \omega_R^2} . \end{aligned} \quad (2.11)$$

Auf Resonanz ($\Delta = 0$) gilt $\text{sgn}\Delta = 1$.

Die neuen Eigenzustände werden auch als "dressed states" bezeichnet im Gegensatz zu den "bare states" $|g\rangle$ und $|e\rangle$. Die beiden dressed states bilden eine sogenannte Mannigfaltigkeit. Durch Berücksichtigung der Quantisierung des Lichtfeldes erhält man eine ganze Leiter von Mannigfaltigkeiten, die durch die Energie eines Photons der Mode getrennt sind.

In einem nicht konstanten Lichtfeld ist die Energie der dressed states positionsabhängig wie man mit (2.11) und (2.4) sieht. Außerhalb des Lichtfeldes (siehe Abbildung 2.1) sind die bare states $|g, n+1\rangle$ und $|e, n\rangle$ durch $\hbar\Delta$ separiert, n bezeichnet die Anzahl der Photonen.

2. Theoretische Grundlagen

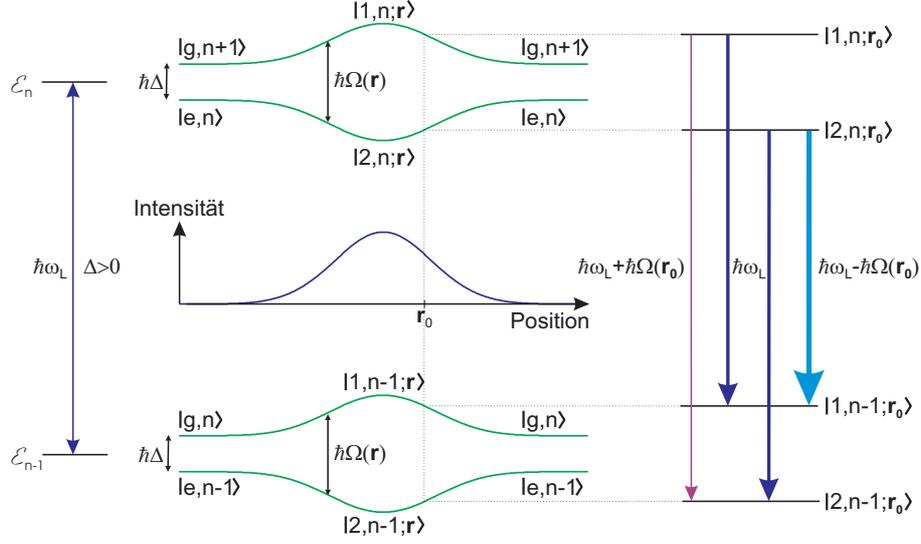


Abbildung 2.1.: Links: Eigenenergien der dressed states in einem räumlich veränderlichen blauerstimmten Lichtfeld. Dargestellt sind zwei Mannigfaltigkeiten in einem gaußförmigen Lichtfeld. Rechts: Spontane Emissionsübergänge zwischen den dressed states, die Strichstärke symbolisiert die Übergangsrate.

Dabei ist bei blauerstimmtem Licht der Grundzustand $|g, n + 1\rangle$ höherenergetisch als der angeregte Zustand $|e, n\rangle$. Im Lichtfeld gehen diese Zustände in die dressed states $|1, n; \mathbf{r}\rangle$ und $|2, n; \mathbf{r}\rangle$ über. Diese sind durch die Energie $\hbar\Omega(\mathbf{r})$ voneinander getrennt.

Die bisher dargestellte Theorie beinhaltet nicht das Auftreten von spontaner Emission. Für eine geschlossene Theorie der Atom-Licht-Wechselwirkung, die die spontane Emission enthält, ist es nötig, das Lichtfeld zu quantisieren und die Ankopplung des Atoms an das Reservoir der Vakuummoden zu betrachten. Dazu geht man von den bekannten Raten der spontanen Emission zwischen den bare states aus, für diese gilt in der Näherung von Fermis Goldener Regel

$$\Gamma_{g \leftarrow e} = \frac{2\pi}{\hbar} \delta(E_e - E_g) \cdot \left| \langle e | \hat{\mathbf{d}} | g \rangle \right|^2 \quad (2.12)$$

$$(\Gamma_{i \leftarrow j}) = \Gamma \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} . \quad (2.13)$$

Somit kann im Bild der bare states nur der angeregte Zustand $|e\rangle$ in den Grundzustand $|g\rangle$ zerfallen. Die Übergangswahrscheinlichkeit in dieser Basis kann jedoch analog wie \tilde{H}_{ww} in (2.7) in eine Übergangsrate zwischen den dressed states transformiert werden.²

$$\left(\Gamma_{i \leftarrow j}^{(d)}(\mathbf{r}) \right) = |\hat{U}^\dagger(\mathbf{r})|^2 (\Gamma_{i \leftarrow j}) |\hat{U}(\mathbf{r})|^2 \quad (2.14)$$

$$= \Gamma \begin{pmatrix} \cos^2 \theta(\mathbf{r}) \sin^2 \theta(\mathbf{r}) & \cos^4 \theta(\mathbf{r}) \\ \sin^4 \theta(\mathbf{r}) & \cos^2 \theta(\mathbf{r}) \sin^2 \theta(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

¹ engl.: rotating wave approximation

²Die folgenden Betragsquadrate von Matrizen sind elementweise zu bilden.

Da in der Matrix weitere Einträge auftauchen, sind in der Basis der dressed states mehr Übergänge möglich als in der Basis der bare states. Insgesamt gibt es vier Übergänge mit drei verschiedenen Raten (Abbildung 2.2). Die Raten auf der Diagonalen gehören zu spon-

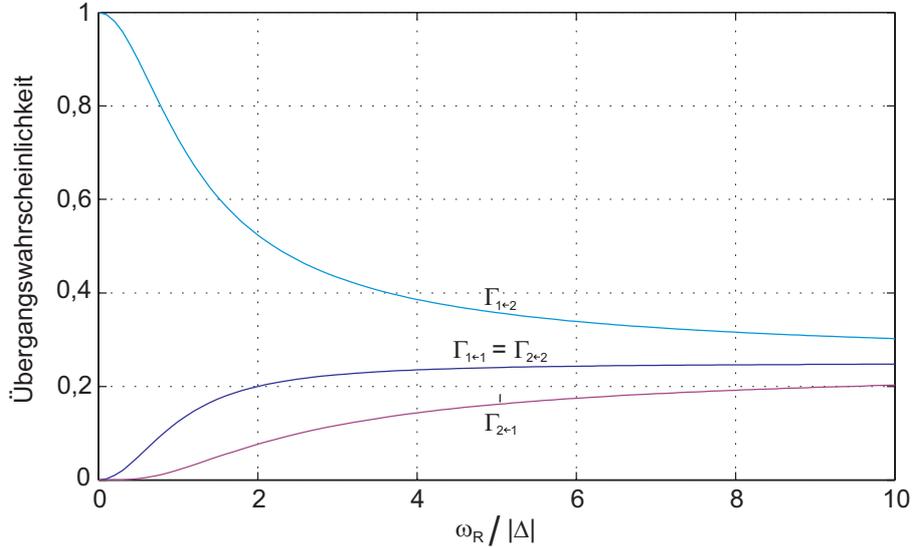


Abbildung 2.2.: Übergangsraten zwischen den dressed states. Ist die Intensität des Lichts gering, also die Rabi-Frequenz klein, so dominiert der Übergang von $|2\rangle$ nach $|1\rangle$, da $|2\rangle$ nahezu vollständig aus dem angeregten Zustand besteht.

tanen Emissionen bei denen der dressed state beibehalten wird, während bei den Außerdiagonalelementen der dressed state gewechselt wird. Der Grund für das Auftreten von weiteren Übergängen ist die Beimischung des angeregten Zustandes $|e\rangle$ in den Ausgangszustand der spontanen Emission und die Beimischung von $|g\rangle$ in den Endzustand. Je größer diese Beimischungen sind, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang. Somit sieht man im Fluoreszenzspektrum entsprechend den unterschiedlichen Raten drei verschieden stark ausgeprägte Linien (siehe Abbildung 2.1, rechts). Dies bezeichnet man als das Mollow-Triplett [Mol69].

Die Näherung eines realen Atoms als Zwei-Niveau-System ist unter der zu Beginn dieses Abschnitts schon genannten Bedingung möglich, dass das Licht nur einen einzigen Übergang anregen kann. Will man Effekte beschreiben, die eine Folge davon sind, dass das Atom eine Vielzahl von quasieresonanten Niveaus besitzt, so muss die dressed states Theorie erweitert werden. Dabei wird die Abhängigkeit der Rabi-Frequenz vom Matrixelement $\langle e|\hat{\mathbf{d}}|g\rangle$ und damit von den Clebsch-Gordan-Koeffizienten des einzelnen Niveaus berücksichtigt. Solche Effekte sind beispielsweise das Polarisationsgradientenkühlen [Dal89] sowie das Fokussieren von Atomen durch Lichtmasken mit Polarisationsgradienten [Bre99b]. Die Unterstruktur tritt durch die, ohne äußeres Magnetfeld entarteten, magnetischen Zeeman-Unterniveaus auf. Diese koppeln unterschiedlich stark an das Lichtfeld an, die Übergangswahrscheinlichkeit ist proportional zum Quadrat der jeweiligen Clebsch-Gordan-Koeffizienten (siehe Abbildung 2.3)[Bre99a].

2. Theoretische Grundlagen

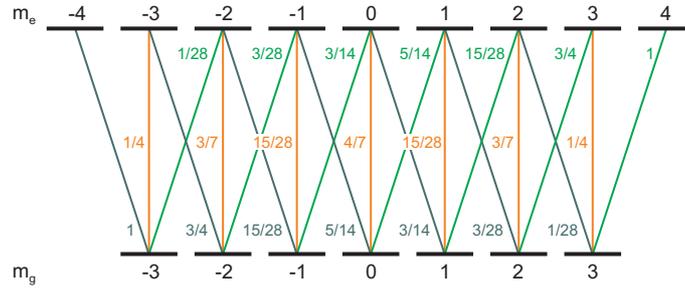


Abbildung 2.3.: Quadrate der Clebsch-Gordan-Koeffizienten des ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ Übergangs bei Chrom.

2.3. Fokussierung von Atomen mit optischen Potentialen

2.3.1. Fokussieren in weit verstimmtten Stehwellen

Ein Atom im Lichtfeld "sieht" durch die Wechselwirkung mit diesem ein optisches Potential. Ist das Lichtfeld verstimmt gegenüber der Resonanzfrequenz des Atoms, so ist, wie aus Gleichung 2.10 folgt, einer der beiden dressed states weitaus stärker besetzt. Aus diesem Grund wird das Potential des Atoms durch dessen Eigenenergie (Formel 2.11) bestimmt. Für das Potential in der Stehwelle gilt:

$$U(\mathbf{r}) = \frac{\hbar}{2} \operatorname{sgn}\Delta \sqrt{\omega_R^2(\mathbf{r}) + \Delta^2} \quad (2.16)$$

Dabei ist $\omega_R^2(\mathbf{r}) \sim \cos^2(kx)$.

In einem einfachen Bild kann die Fokussierung von Atomen durch dieses Potential als eine Schwingung der Atome in dem als harmonisch genähertem Potential betrachtet werden. Die Atome führen dann eine harmonische Schwingung aus und unabhängig vom Startpunkt befinden sich alle Atome nach einem Viertel der Oszillationsperiode im Minimum. Atomare Nanostrukturen werden erzeugt, indem ein Substrat, auf dem die Atome deponiert werden, an genau diese Position gestellt wird. Typische experimentelle Parameter sind etwa 40Γ Verstimmung, 10 mW eingestrahlte Leistung und ein Gaußscher Strahlwaist von $100 \mu\text{m}$ [Obe03]. In diesem Fall fokussieren die Atome nach etwa 40 ns beziehungsweise $40 \mu\text{m}$.

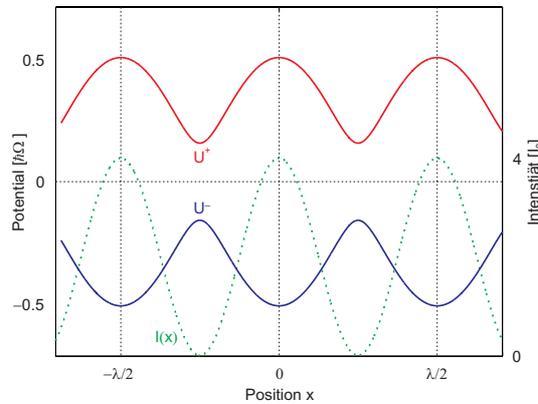


Abbildung 2.4.: Verlauf der Potentiale bei einer Verstimmung $\Delta = +40 \Gamma$.

2.3.2. Fokussieren mit Licht auf Resonanz

Konstantes Lichtfeld entlang des Atomstrahls

Befindet sich das Licht auf Resonanz, so sind beide dressed states gleich besetzt, weil auf Resonanz ($\Delta = 0$) mit Formel 2.9 $\sin 2\theta = 1$ ist und somit $\sin \theta = \cos \theta = 1/\sqrt{2}$ folgt. Daher tragen beide Potentiale der dressed states zur Strukturbildung bei. Wie sich im Folgenden herausstellt, sind die Fokussiereigenschaften der beiden Potentiale grundverschieden.

Aus den Eigenenergien (2.11) folgt für die Potentiale U^\pm auf Resonanz ($\Delta = 0$):

$$U^\pm(x) = \pm \frac{\hbar}{2} \omega_R(x) = \pm \frac{\hbar}{2} \Gamma \sqrt{\frac{I(x)}{2I_S}} \quad (2.17)$$

Im Folgenden wird das Lichtfeld der Intensität $I(x)$ erzeugt durch Reflexion eines Laserstrahls an einem Spiegel der Reflektivität R . Die Ausbreitungsrichtung des Lichtes sei x , die der Atome z . Die Intensität I ergibt sich aus $I = c\epsilon_0 \langle |\mathbf{E}|^2 \rangle$, mit

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_{\text{ein}} + \mathbf{E}_{\text{refl}} \\ &= \mathbf{E}_{0\text{ein}}(y, z) \cdot \left(\cos(kx - \omega t) + \sqrt{R} \cdot \cos(-kx - \omega t) \right) \quad . \end{aligned}$$

Vereinfachend wird zunächst die y, z -Abhängigkeit des Lichtfeldes, das durch einen gaußförmigen Laserstrahl mit der Strahltaile $2w$ und der Leistung P erzeugt wird, als konstant angenommen. Die x -Abhängigkeit der Intensität (über den Bereich von $2w$) lautet:

$$I(x) = I_0 \cdot \left(1 + R + 2\sqrt{R} \cos(2kx) \right) \quad (2.18)$$

mit $I_0 = S \cdot I_S$. Die eingestrahlte Intensität ist I_0 und S die Sättigung. Speziell für einen gaußförmigen Laserstrahl der einfallenden Leistung P gilt $I_0 = \frac{2P}{\pi w^2}$. Somit bewegen sich die Atome im Potential

$$U^\pm(x) = \pm \frac{\hbar}{2\sqrt{2}} \Gamma \cdot \left(1 + R + 2\sqrt{R} \cos(2kx) \right) \sqrt{\frac{I_0}{I_S}} \quad . \quad (2.19)$$

Das ortsabhängige Lichtfeld erzeugt also ein ortsabhängiges Potential, das proportional zur Wurzel aus der Sättigung S ist (Abbildung 2.5). Im Folgenden wird U^+ als oberes, U^- als unteres Potential bezeichnet.

Für einen perfekten Spiegel ($R = 1$) berühren sich die beiden Potentiale im Intensitätsminimum und das obere Potential ist im Minimum spitz (Abbildung 2.6). Für $R < 1$ entsteht ein Abstand zwischen den Potentialen und das obere wird mit sinkendem R immer harmonischer (jedoch ist der harmonische Bereich erheblich kleiner als der beim unteren Potential). Das untere Potential wird im Bereich seines Minimums von der Reflektivität R hingegen kaum beeinflusst.

Im Folgenden werden verschiedene Modelle dargestellt, wie die Atome durch die Potentiale fokussiert werden. Bei der Anwendbarkeit der Modelle sind die Grenzfälle der Stehwellenpotentiale als eine dünne und als eine dicke Linse zu unterscheiden. Bei der dünnen Linse ändert sich der Ort des Atoms innerhalb des Potentials nicht und der Brennpunkt liegt außerhalb des Potentials. Bei der dicken Linse, dieser Fall der Fokussierung wird auch als "immersed focusing" beschrieben, befindet sich der Brennpunkt innerhalb des Potentials.

2. Theoretische Grundlagen

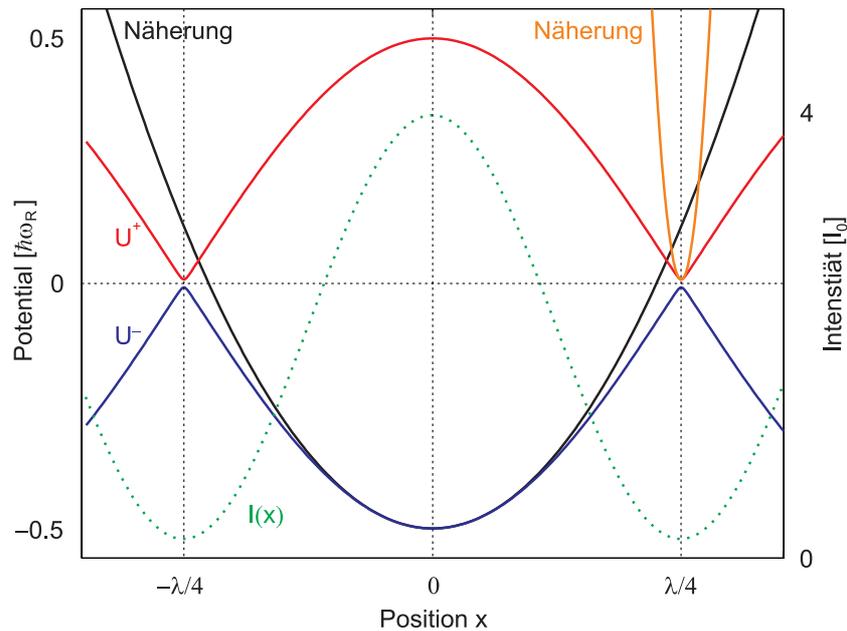


Abbildung 2.5.: Verlauf der Intensität $I(x)$ und Verlauf der Potentiale für $\Delta = 0$ und $R = 0.94$. Die Potentiale können im Bereich ihrer Minima harmonisch genähert werden, dabei ist das untere Potential $U^-(x)$ über einen weitaus größeren Bereich harmonisch als das obere Potential $U^+(x)$.

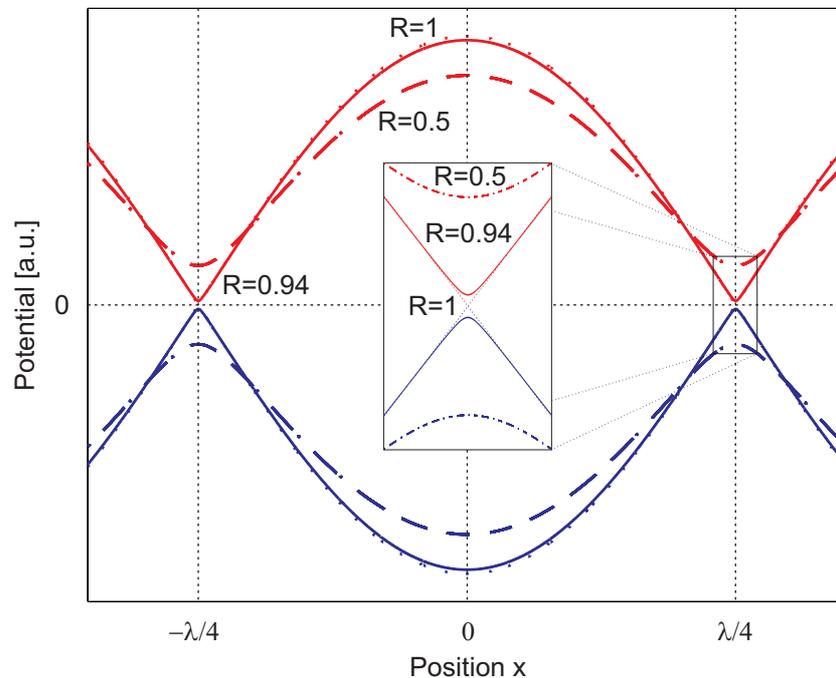


Abbildung 2.6.: Verlauf der Potentiale für verschiedene Reflektivitäten. $R = 0.5$ gestrichelt, $R = 0.94$ durchgezogen (dies ist die im Experiment verwendete Reflektivität), $R = 1$ gepunktet. Für $R = 1$ entarten die Potentiale im Minimum.

Modelle für eine dicke Linse

Die Fokussierung durch eine stehende Lichtwelle die als dicke Linse wirkt, kann durch eine harmonische Näherung beschrieben werden und durch eine Simulation, bei der die Wechselwirkungszeit des Atoms mit der Stehwelle als "unendlich" lang und die Wechselwirkung als konstant angesehen wird.

Bei der *Näherung* werden die Potentiale im Bereich ihrer Minima durch ein harmonisches Potential genähert. Die Entwicklung $U_{\text{appr}}^-(x)$ des unteren Potentials U^- um $x = 0$ ergibt:

$$U_{\text{appr}}^-(x) = \frac{\hbar\Gamma}{2\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{R} + 1} \left(1 + R + \sqrt{R} (2 - 2k^2 x^2)\right) \sqrt{\frac{I_0}{I_S}} \quad (2.20)$$

Die des oberen Potentials U^+ um $x = \lambda/4 = \pi/(2k)$

$$U_{\text{appr}}^+(x) = \frac{\hbar\Gamma}{2\sqrt{2}} (\sqrt{R} - 1) \left(1 + \frac{\sqrt{R}}{(\sqrt{R} - 1)^2} (\pi - 2kx)^2\right) \sqrt{\frac{I_0}{I_S}} \quad (2.21)$$

In einem harmonischem Potential $V(x)$ besteht zwischen Oszillationsfrequenz ω_{osz} und dem Potential der Zusammenhang

$$V(x) = \frac{m}{2} \omega_{\text{osz}}^2 x^2 \quad .$$

Durch Koeffizientenvergleich erhält man die Oszillationsfrequenzen $\omega_{\text{osz}-}$ und $\omega_{\text{osz}+}$ in den Potentialen U^- beziehungsweise U^+

$$\omega_{\text{osz}-} = \sqrt{\frac{2}{m} \frac{\hbar\Gamma k^2}{\sqrt{2}} \frac{R}{\sqrt{R} + 1} \sqrt{\frac{I_0}{I_S}}} \quad (2.22)$$

$$\omega_{\text{osz}+} = \sqrt{\frac{2}{m} \frac{\hbar\Gamma k^2}{\sqrt{2}} \frac{R}{|\sqrt{R} - 1|} \sqrt{\frac{I_0}{I_S}}} \quad (2.23)$$

Nach einem Viertel der Oszillationsperiode ist das Atom im Minimum angelangt, also nach

$$t = \frac{1}{4} \frac{2\pi}{\omega_{\text{osz}}} \quad .$$

Das Potential ist jedoch nicht über den gesamten Bereich harmonisch und ändert sich in Flugrichtung der Atome aufgrund des gaußförmigen Profils der Stehwelle. Die Bewegungsgleichungen, die diese Einflüsse berücksichtigen, können nicht exakt gelöst werden, daher wird eine *Simulation* verwendet. In dieser wird die Trajektorie eines Atoms numerisch berechnet. Das auf das Atom wirkende Potential $U(x)$ führt zu einer Kraft und zur Newtonschen Bewegungsgleichung

$$F(x) = m\ddot{x} = -\frac{d}{dx} U^\pm(x)$$

die durch Umschreibungen $\ddot{x} = \dot{v}$ und $v = \dot{x}$ auf das Gleichungssystem 1. Ordnung

$$\dot{x} = v \quad (2.24)$$

$$\dot{v} = -\frac{1}{m} \frac{d}{dx} U^\pm(x) \quad (2.25)$$

2. Theoretische Grundlagen

zurückgeführt werden kann. Für die Lösung dieses Gleichungssystems wird das numerische Integrationspaket ode45 des Programms MATLAB³ verwendet. Dieses beruht auf dem Runge-Kutta Verfahren vierter Ordnung, das schrittweise für jeden einzelnen Zeitschritt aus Startort und Startgeschwindigkeit die neue Geschwindigkeit und Beschleunigung berechnet. Mit diesen für den nächsten Zeitschritt neue Startwerte berechnet. Als Anfangsbedingungen dienen die Anfangsposition x_0 und die Transversalgeschwindigkeit v_0 , die vereinfachend als Null angenommen wird:

$$x(0) = x_0 \quad (2.26)$$

$$v(0) = v_0 = 0 \quad (2.27)$$

Speziell im Fall der dicken Linse wird entlang der Flugrichtung der Atome ein konstantes Potential angenommen, das deutlich länger als die Brennweite ist und an der Stelle $z = -w$ (Stehwellenzentrum: $z = 0$) beginnt. Damit ist die Wechselwirkungszeit des Atoms mit diesem sehr lang. Diese Situation entspricht besonders für sehr hohe Sättigungen der Situation mit einem gaußförmigen Intensitätsverlauf entlang der z -Richtung gut, da dann das Atom sehr rasch fokussiert wird und daher der Fall einer dicken Linse gegeben ist. Es wird ein Korrekturfaktor C_{lang} für das konstante Potential eingeführt, der die Fokussierzeiten für sehr hohe Sättigungen mit denen des gaußförmigen Intensitätsverlaufs in Übereinstimmung bringt.

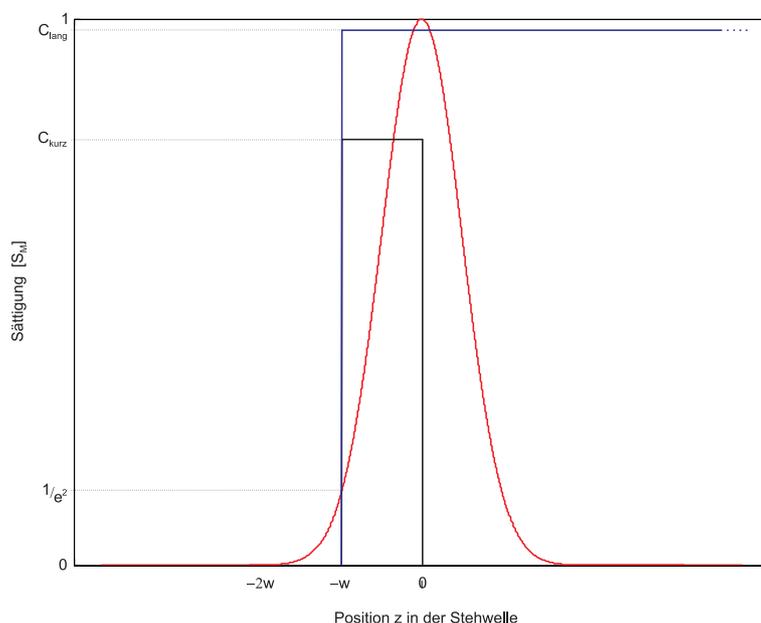


Abbildung 2.7.: Modelle, die für die numerische Berechnung der Trajektorien verwendet wurden. Das in z -Richtung gaußförmige Potential (rot) ist um 0 zentriert und hat die $1/e^2$ Breite w . Die konstanten Potentiale beginnen bei $z = -w$. Das bis $z = 0$ ausgedehnte Potential (schwarz) wird zur Beschreibung einer dünnen Linse verwendet, das sehr weit ausgedehnte Potential (blau) dagegen für die einer dicken Linse.

³Fa. The MathWorks, Version 6

Modelle für eine dünne Linse

Bei der dünnen Linse ändert sich der Ort des hindurchtretenden Atoms innerhalb der Linse nicht, somit erhält das Atom lediglich einen Impulsübertrag und fliegt anschließend geradlinig entlang der dadurch geänderten Richtung. Diese Fokussierung durch Impulsübertrag kann durch folgende Fälle modelliert werden:

- harmonischen Näherung des Potential für den Fall kurzer Wechselwirkungszeit
- Näherung mit einem linearen Gradienten, durch den das Atom eine Kraft in Richtung des Potentialminimums erfährt
- Simulation mit einer sehr kurzen Wechselwirkungszeit mit einem konstanten Potential

In dem *harmonischen Potential* $V(x) = \frac{m}{2}\omega_{\text{osz}}^2 x^2$ wirkt auf das Atom die Kraft

$$F(x) = m\omega_{\text{osz}}^2 x = \dot{p} = m\dot{v} \quad .$$

Also gilt:

$$\Delta v = \omega_{\text{osz}}^2 x \cdot \Delta t \quad (2.28)$$

Dabei ist Δt die Zeit, in der auf das Atom die Kraft wirkt. Bei der Berechnung wurde hier $w = \Delta t \cdot v_z = 23 \mu\text{m}$ angenommen. Wird das Atom während der Zeit t_F geradlinig fokussiert, so muss es in dieser Zeit die Strecke seiner Anfangsentfernung x_0 vom Potentialminimum zurückgelegt haben, somit folgt

$$\Delta v = \frac{x_0}{t_F} \quad . \quad (2.29)$$

Die Zeit t_F bis das Atom im Potentialminimum angelangt ist, erhält man durch Kombination dieser beiden Formeln mit $x = x_0$:

$$t_F = \frac{1}{\omega_{\text{osz}}^2 \Delta t} \quad (2.30)$$

Das obere Potential kann näherungsweise durch einen *linearen Gradienten* beschrieben werden, dieser führt zu der Beschleunigung

$$a = \frac{F}{m} = -\frac{1}{m} \frac{d}{dx} U^\pm(x) \quad .$$

Mit dieser Beschleunigung legt das Atom die Strecke $s = \frac{a}{2}t^2$ zurück. Damit es nach der Zeit t im Minimum angelangt ist, muss $s = x_0$ gelten, also

$$t = \sqrt{\frac{2mx}{-\frac{d}{dx} U^\pm(x)}} \quad . \quad (2.31)$$

Für die numerische Bestimmung der Fokussierzeit wird eine kurze Wechselwirkungszeit mit einem *konstanten Potential* angenommen, somit hat das Potential eine effektive Breite, die deutlich kürzer ist als die Brennweite. Als Breite wird der waist w verwendet und das Potential beginnt bei $z = -w$. Analog zu der Simulation des Falles mit der dicken Linse wird auch hier ein Korrekturfaktor C_{kurz} eingeführt, der die Fokussierzeiten für sehr niedrige Sättigungen mit denen des gaußförmigen Intensitätsverlaufs in Übereinstimmung bringt.

2. Theoretische Grundlagen

Simulation mit exaktem, gaußförmigen Intensitätsverlaufs

Der experimentelle Fall wird durch einen in der z -Richtung gaußförmigen Intensitätsverlauf wiedergegeben. Dabei treten die Atome bei $z = -2w$ ein in das Potential

$$U^\pm(x) = \pm \frac{\hbar\Gamma}{2} \sqrt{\frac{I(z)I(x)}{2I_S}} \quad (2.32)$$

mit

$$I(z) = e^{-\frac{2z^2}{w^2}} \quad (2.33)$$

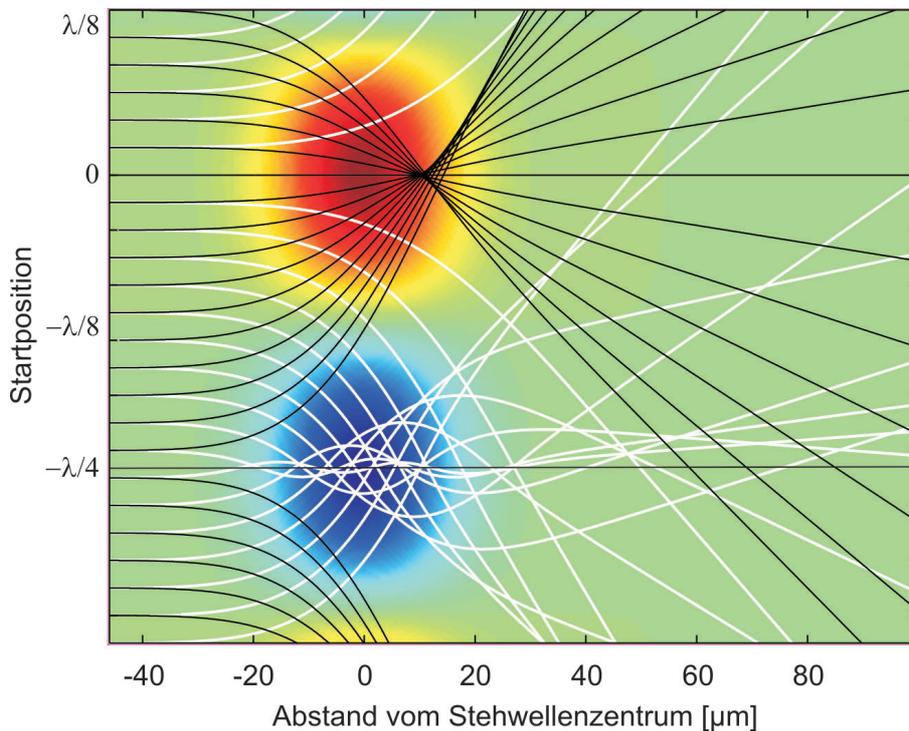


Abbildung 2.8.: Trajektorien der Atome bei ihrem Flug durch die Stehwelle mit gaußförmigen Profil entlang der Flugrichtung der Atome. Die Atome mit der Eigenenergie U^- (schwarz dargestellt) werden in das Intensitätsmaximum (rot) gezogen, die Atome mit U^+ (weiß) dagegen in das Intensitätsminimum. Das untere Potential fokussiert, weil es über einen großen Bereich harmonisch ist, alle Atome innerhalb weniger μm . Beim oberen Potential dagegen kann nicht von Fokussierung gesprochen werden, da die Atome nach sehr unterschiedlichen Zeiten das Minimum erreichen. Dies ist eine Folge der Anharmonizität der Potentials.

Die Diskussion dieser Modelle und der Vergleich mit den Ergebnissen, die aus der Simulation mit Gaußprofil resultieren, erfolgt in Abschnitt 4.1, zunächst wird jedoch ein anderes Problem diskutiert.

2.3.3. Nicht-adiabatische Übergänge

Bei der Deposition von Atomen auf Resonanz wird der Energieabstand zwischen den dressed states im Intensitätsminimum klein. Dies gilt besonders für die Minima des oberen Potentials, da auf Resonanz die Aufspaltung der dressed states lediglich aus der imperfekten Stehwelle resultiert und daher klein ist. Unter bestimmten Voraussetzungen ist es für das Atom an diesen Stellen möglich, ohne spontane Emission den Zustand zu wechseln. Da die dressed states die Eigenzustände des Atoms im Lichtfeld sind, sollte dies nicht möglich sein, jedoch wird durch die Bewegung des Atoms im Lichtfeld die Adiabazitätsbedingung verletzt, die bei der Herleitung der Bewegung der Atome verwendet wurde.

Ursache der nicht-adiabatischen Übergänge

Die Bewegung des Atoms im veränderlichen Lichtfeld verursacht eine Änderung der dressed states (Abbildung 2.1). Ist die externe Dynamik, also die Bewegung des Atoms im Lichtfeld, schneller als die interne Dynamik, also Änderungen der dressed states, so passt sich das Atom durch einen sogenannten nicht-adiabatischen Übergang in den anderen dressed state der Verteilung der dressed states in dem Lichtfeld an.

Bei der Herleitung von Formel 2.6 wurde der kinetische Anteil des Atoms vernachlässigt. Die Berücksichtigung in 1. Näherung führt zu möglichen Übergängen zwischen den dressed states: Die Vernachlässigung ermöglicht die Diagonalisierung des Hamiltonoperators und man erhält die dressed states als Eigenzustände dieses Operators. Berücksichtigt man jedoch den kinetischen Anteil des Atoms, so ist dieser nicht diagonal in der Basis der dressed states, folglich gibt es geschwindigkeitsabhängige (und für ein ruhendes Atom eben keine) Übergänge zwischen den dressed states.

Abschätzung der Übergangswahrscheinlichkeit

Die Wahrscheinlichkeit für einen nicht-adiabatischen Übergang zwischen den Zuständen $|i\rangle$ und $|j\rangle$ kann abgeschätzt werden durch [Mes90][Dal85]

$$P_{j \leftarrow i} \leq \sup \left(\frac{|\langle j, \mathbf{r} | \frac{d}{dt} |i, \mathbf{r}\rangle|^2}{|\omega_{ij}(t)|^2} \right) . \quad (2.34)$$

Für die Berechnung dieser (der Argumentation von [Dal85] folgend) werden die dressed states (Formel 2.10) inklusive ihrer Phasen, ihre Zeitableitungen und die Phase $\varphi(x)$ des elektrischen Feldes benötigt. Die Zeitableitung des Ausgangszustandes ist

$$\frac{d}{dt} |1, x\rangle = v \cdot \frac{d}{dx} |1, x\rangle \quad , \quad (2.35)$$

v ist die Geschwindigkeit des Atoms.

Für die dressed states gilt

$$\begin{aligned} |1, x\rangle &= e^{+\frac{i}{2}\varphi(x)} \cos \theta(x) |e\rangle + e^{-\frac{i}{2}\varphi(x)} \sin \theta(x) |g\rangle \\ |2, x\rangle &= e^{-\frac{i}{2}\varphi(x)} \cos \theta(x) |g\rangle - e^{+\frac{i}{2}\varphi(x)} \sin \theta(x) |e\rangle \end{aligned} \quad (2.36)$$

und wegen $\Delta = 0$ folgt $\sin 2\theta = 1$ und $\sin \theta = \cos \theta = 1/\sqrt{2}$. Somit ergibt sich für den Gradienten von $|1, x\rangle$:

$$\frac{d}{dx} |1, x\rangle = \frac{i}{2\sqrt{2}} \frac{d}{dx} \varphi(x) \left(e^{+\frac{i}{2}\varphi(x)} |e\rangle - e^{-\frac{i}{2}\varphi(x)} |g\rangle \right) \quad (2.37)$$

2. Theoretische Grundlagen

Aus dem elektrischen Feld

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \left(e^{ikx} + r \cdot e^{-ikx} \right)$$

mit $r = \sqrt{R}$ erhält man für die Phase φ des Feldes und deren Gradient

$$\begin{aligned} \tan \varphi(x) &= \frac{1-r}{1+r} \tan(kx) \\ \frac{d}{dx} \varphi(x) &= -\frac{k(R-1)}{1+R+2\sqrt{R} \cos(2kx)} \end{aligned} \quad (2.38)$$

Mit (2.36)–(2.38) ist der Zähler von (2.34) bestimmt, der Nenner ist durch die ortsabhängige Rabi-Frequenz aus (2.4) mit der Intensität aus (2.18) gegeben. Folglich beträgt die maximale Übergangswahrscheinlichkeit des Atoms aus dem oberen dressed state in den unteren

$$P_{2 \leftarrow 1}^{\max} = \frac{v^2}{\Gamma^2} \left(\frac{d}{dx} \varphi(x) \right)^2 \frac{I_S}{2I(x)} \quad (2.39)$$

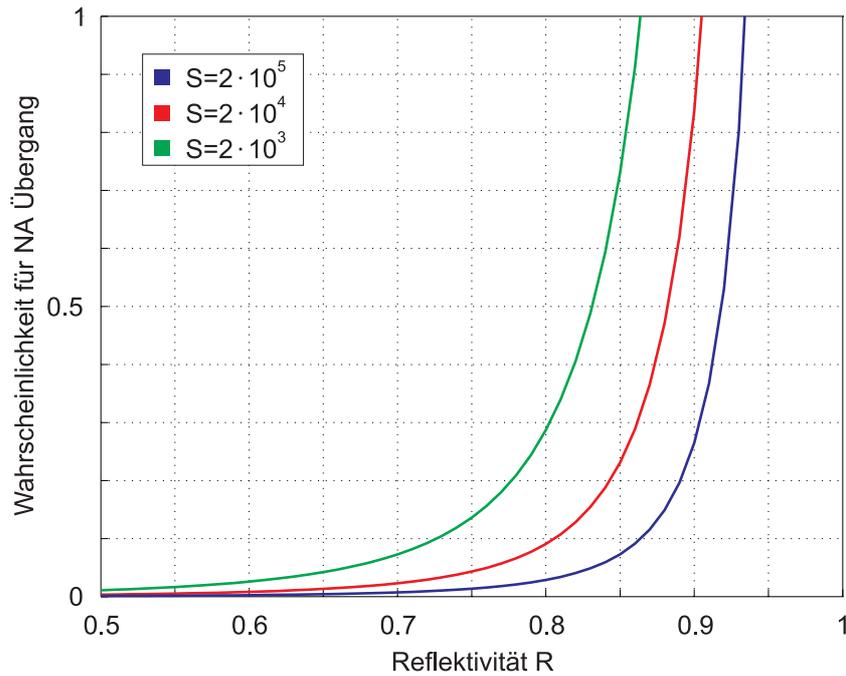


Abbildung 2.9.: Nicht-adiabatische Übergangswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Spiegelreflektivität für verschiedene Sättigungen. $S = 2 \cdot 10^5$ entspricht der Maximalsättigung im Experiment für Chrom bei einer Eingangsleistung von 25 mW und einer Strahltaile $2w$ von 46 μm .

Konsequenzen

Für eine Abschätzung der Wahrscheinlichkeit für einen nicht-adiabatischen Übergang wird die Geschwindigkeit des Atoms benötigt. Maximal beträgt diese $v = \sqrt{2U^+(x)/m}$, dann "rollt" das Atom vom Potentialmaximum in das Minimum. Durch die Intensitätsabhängigkeit des Potentials sind die Abhängigkeiten der Übergangswahrscheinlichkeit von der Reflektivität R und der Sättigung S in Formel (2.39) abgeändert. Man findet:

- Ein nicht-adiabatischer Übergang tritt mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit in den Potentialminima von $U^+(x)$ auf.
- Mit steigender Sättigung nimmt die Übergangswahrscheinlichkeit ab. Dies ist eine Folge davon, dass der Abstand zwischen den beiden dressed states am Minimum des oberen Potentials proportional der Rabifrequenz, und damit der Wurzel der Sättigung, ist.
- Erst ab einer Spiegelreflektivität oberhalb von 80% wird die Wahrscheinlichkeit für einen nicht-adiabatischen Übergang nennenswert (siehe Abbildung 2.9). Für $R \rightarrow 1$ divergiert sie. Bei einer perfekten Stehwelle ($R=1$) verschwindet der Gradient der Phase des elektrischen Feldes, somit ist die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang gleich Null. In diesem Fall sind aber die beiden dressed states im Intensitätsminimum entartet.

Für die experimentelle Sättigung $S = 2 \cdot 10^5$ und $R = 0.94$ bedeutet dies, dass bei den Minima des oberen Potentials immer NA Übergänge in den anderen dressed state auftreten (Abbildung 2.9), denn $P_{2 \leftarrow 1} > 1$. Für $P \geq 1$ findet ein Übergang mit Sicherheit statt. In den Randbereichen des gaußförmigen Strahlprofils wird die Leistung geringer und damit $P_{2 \leftarrow 1}$ noch größer.

2. Theoretische Grundlagen

3. Experimenteller Aufbau

Für die atomoptische Nanofabrikation mit direkter Deposition wird in diesem Experiment Chrom verwendet. Dieses hat einen nahezu geschlossenen Übergang und die Übergangsfrequenz ist mit vertretbarem Aufwand erzeugbar. Damit kann die Strahldivergenz eines Chromstrahls mit Laserkühlung reduziert werden, auf diesem Weg wird der Fluss erhöht. Chrom haftet gut an Oberflächen und hat dort geringe Mobilität. Beständigkeit an Luft ermöglicht die Untersuchung der Strukturen außerhalb des Vakuums.

Chrom hat einen ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ Übergang bei 425.6 nm (Abbildung 3.1), diese Wellenlänge ist

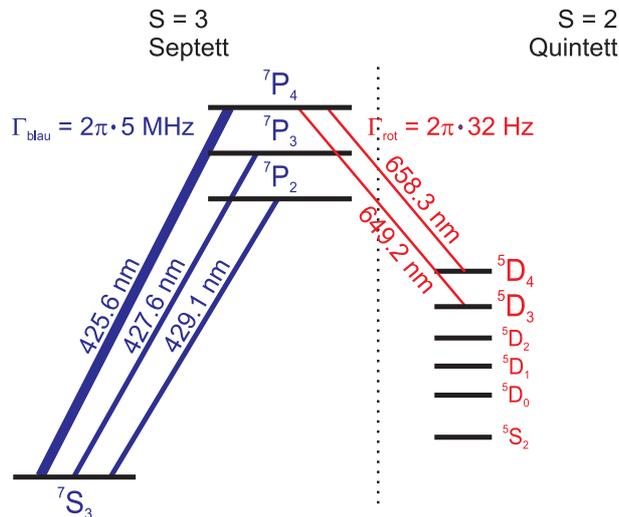


Abbildung 3.1.: Ausschnitt aus dem Termschema von ${}^{52}\text{Cr}$. Angegeben sind die spontanen Zerfallsraten Γ sowie die Wellenlängen der Übergänge.

mittels eines frequenzverdoppelten Titan-Saphir-Lasers, der die benötigten Leistungen realisieren kann, gut erreichbar (siehe Abschnitt 3.1). Mit einem Sublimationspunkt von 1875 °C kann man Chrom in einer speziell konstruierten Hochtemperaturzelle verdampfen (siehe Abschnitt 3.2).

Die Erzeugung der atomlithographischen Strukturen muss im Vakuum geschehen, da nur dort die mittlere freie Weglänge groß genug ist, dass die Atome nicht durch Stöße mit Gasatomen abgelenkt werden. Für die Erzeugung von Strukturen durch Fokussierung mit einer Stehwelle ist es nötig, den Atomstrahl zu kollimieren, da bei zu großem Divergenzwinkel die Strukturen verwaschen. Analog zur Optik ist die Strukturbreite proportional zur Divergenz des Strahles. Die Reduktion der Strahldivergenz gelingt mittels Laserkühlung. Alternativ könnte man Spalte verwenden, diese haben jedoch für Depositionsanwendungen den Nachteil der Flussreduzierung, während mit Laserkühlung der Fluss im Strahlzentrum erhöht wird.

3. Experimenteller Aufbau

Anschließend gelangen die Atome in eine stehende Lichtwelle, die diese auf ein an geeigneter Stelle angebrachtes Substrat fokussiert. Nach der Deposition werden die Proben an Luft mit einem Atomkraftmikroskop¹ untersucht.

3.1. Lasersystem und Stabilisierung

Die Erzeugung und Stabilisierung von Licht der Wellenlänge $\lambda = 425.55$ nm geschieht in mehreren Stufen. Ein Argon-Ionen-Laser² erzeugt bis zu 30 W (verwendet werden 23 W) im MLVIS-Betrieb³ und pumpt damit einen Titan-Saphir-Laser⁴ (siehe Abbildung 3.3). In diesem Ringlaser werden bis zu 3 W bei 851.1 nm erzeugt. Dieses Licht gelangt in einen externen Überhöhungsresonator, in dem durch einen Lithiumtriborat-Kristall die zweite Harmonische generiert wird [Stü01]. Der Resonator wird durch das Stabilisierungsverfahren von Hänsch und Couillaud [Hän80] stabilisiert. Das erzeugte Licht, bis zu 1 W, wird benötigt für

- die Erzeugung der Stehwelle,
- die Laserkühlung,
- die Detektion der Atome durch laserinduzierte Fluoreszenz in Lichtteppichen ("sheet of light"),
- sowie für die Stabilisierung der Frequenz des Titan-Saphir-Lasers mittels Spektroskopie an Chromdampf.

Der Titan-Saphir-Laser besitzt eine interne Regelung (mittels Stabilisierung auf einen Referenzresonator) zur Aufrechterhaltung der Kurzzeitstabilität, driftet jedoch auf der Minutenskala um einige MHz. Daher ist eine aktive Langzeitstabilisierung notwendig. Diese wird erreicht durch Spektroskopie an Chromdampf in einer Hohlkathodenzelle. In ihr brennt in einer Argonatmosphäre ($P = 0.8$ mbar) eine Gasentladung. Ein Hohlzylinder aus Chrom dient als Kathode, auf die Argonionen beschleunigt werden und Chromatome herausschlagen (dieser Vorgang wird auch als "sputtern" bezeichnet). An dem Chromdampf wird dopplerfreie Polarisationspektroskopie [Wie76] betrieben. Hierzu wird das Licht des zu stabilisierenden Lasers in zwei Teile aufgespalten (siehe Abbildung 3.2). Einer der Strahlen (Pumpstrahl) wird zirkular polarisiert. Durch die zirkulare Polarisation werden in dem freigesetzten Chromdampf die Chromatome optisch in den magnetischen Unterzustand $m_g = 3$ gepumpt. Dadurch werden die Atomspins polarisiert, und das Gas wird optisch anisotrop. Der linear polarisierte Probestrahl tritt durch das Gas in umgekehrter Richtung (die Strahlen überlappen innerhalb der Zelle), und wird durch die optische Anisotropie in der Polarisationsrichtung gedreht. "Pump and Probe" aus entgegengesetzten Richtungen liefert ein dopplerfreies Spektroskopiesignal, da nur Atome, die sich parallel zu den Laserstrahlen nicht bewegen, von beiden Strahlen adressiert werden können [Dem93]. Die Drehung der Polarisation, die eine Veränderung der Laserfrequenz kennzeichnet, wird mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilers bestimmt. Dieser wird gegenüber der ungedrehten Polarisation auf 45° eingestellt, damit sind die beiden

¹"AFM", Fa. Topometrix (contact mode) bzw. Fa. Digital Instruments (DI) (tapping mode), beide Geräte am LS Leiderer

²Fa. Coherent, Sabre Innova

³Multi Line Visible

⁴Fa. Coherent, 899-21

3.2. Vakuumkammer und Erzeugung des Atomstrahls

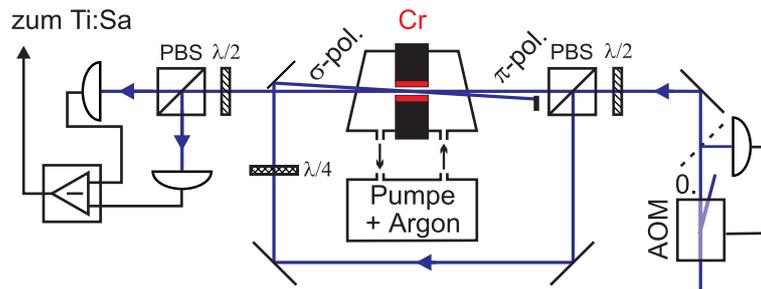


Abbildung 3.2.: Dopplerfreie Polarisationspektroskopie an Chrom. Der AOM dient zur Leistungsstabilisierung. Legende siehe Abbildung 3.3.

ausgehenden Laserstrahlen von gleicher Intensität. Somit ist das Differenzsignal zweier Photodioden auf welche die beiden Laserstrahlen treffen, Null. Dreht die Polarisationsrichtung, so wird dieses Signal ungleich Null, darauf kann dann geregelt und ein Stellsignal an den Laser gegeben werden. Die Stabilität verschlechtert sich erheblich, wenn durch andere Faktoren fälschlicherweise ein Differenzsignal ungleich Null erzeugt wird. Die leicht unterschiedlichen Leistungs-Spannungs-Kennlinien der Photodioden könnten hierbei eine Rolle spielen, da sich bei Intensitätsdrifts die Anteile der beiden Polarisierungen ändern. Abhilfe schafft eine Stabilisierung der Leistung mit einem AOM⁵, indem mit einem Glasplättchen etwas Licht der 0. Ordnung in eine Photodiode reflektiert wird. Steigt die Leistung über den Sollwert, so beugt der AOM mehr Licht in die 1. Beugungsordnung, so dass daraufhin in der 0. Ordnung die Leistung konstant gehalten wird.

Eine weitere Verbesserung der Stabilität gelingt durch eine zwischen der Zelle und den beiden Photodioden angebrachte Blende. Dadurch wird Interferenzrauschen vermieden, bei diesem gelangt an der Zelle gestreutes Licht des Pumpstrahls ebenfalls in die Photodioden. Mittels der dargestellten Maßnahmen gelang es im Rahmen dieser Arbeit ein so gutes Signal-zu-Rausch Verhältnis des Differenzsignals zu erhalten, dass dieses direkt zur Regelung verwendet werden konnte. Bisher wurde mittels der Lock-In Technik mit Hilfe eines Zerhackers aus einem sehr verrauschten Signal ein verwendbares Signal gefiltert.

3.2. Vakuumkammer und Erzeugung des Atomstrahls

Der Atomstrahl wird in einer Hochtemperatureffusionszelle⁶ basierend auf [Sch00a] erzeugt. Das Chrom befindet sich pulverförmig in einem Kalziumoxid-stabilisierten Tiegel aus Zirkonoxid, diese Keramik ist für Temperaturen bis über 2000 °C geeignet. Die Zelle wurde durch einen Wolframtiegel modifiziert, in dem sich der Tiegel mit dem Chrom befindet, der durch Wärmestrahlung auf 1850 °C geheizt wird. Chromatome treten mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa 1000 m/s durch ein 1 mm großes Loch im Tiegeldeckel aus. Aufgrund der Tiegel- und Deckelform erreicht man näherungsweise die Charakteristik einer effusiven Quelle [Stu96]. Durch ein 2 mm Loch in einem Kühlschild gelangen die Atome in die Vakuumkammer. Der wassergekühlte Schild dient zur Abschirmung der Wärmestrahlung.

Nun passieren die Atome den 3 cm langen Laserkühlstrahl und werden dort kollimiert.

⁵akusto-optischer Modulator. Fa. Isomet

⁶Fa. CreaTec

3. Experimenteller Aufbau

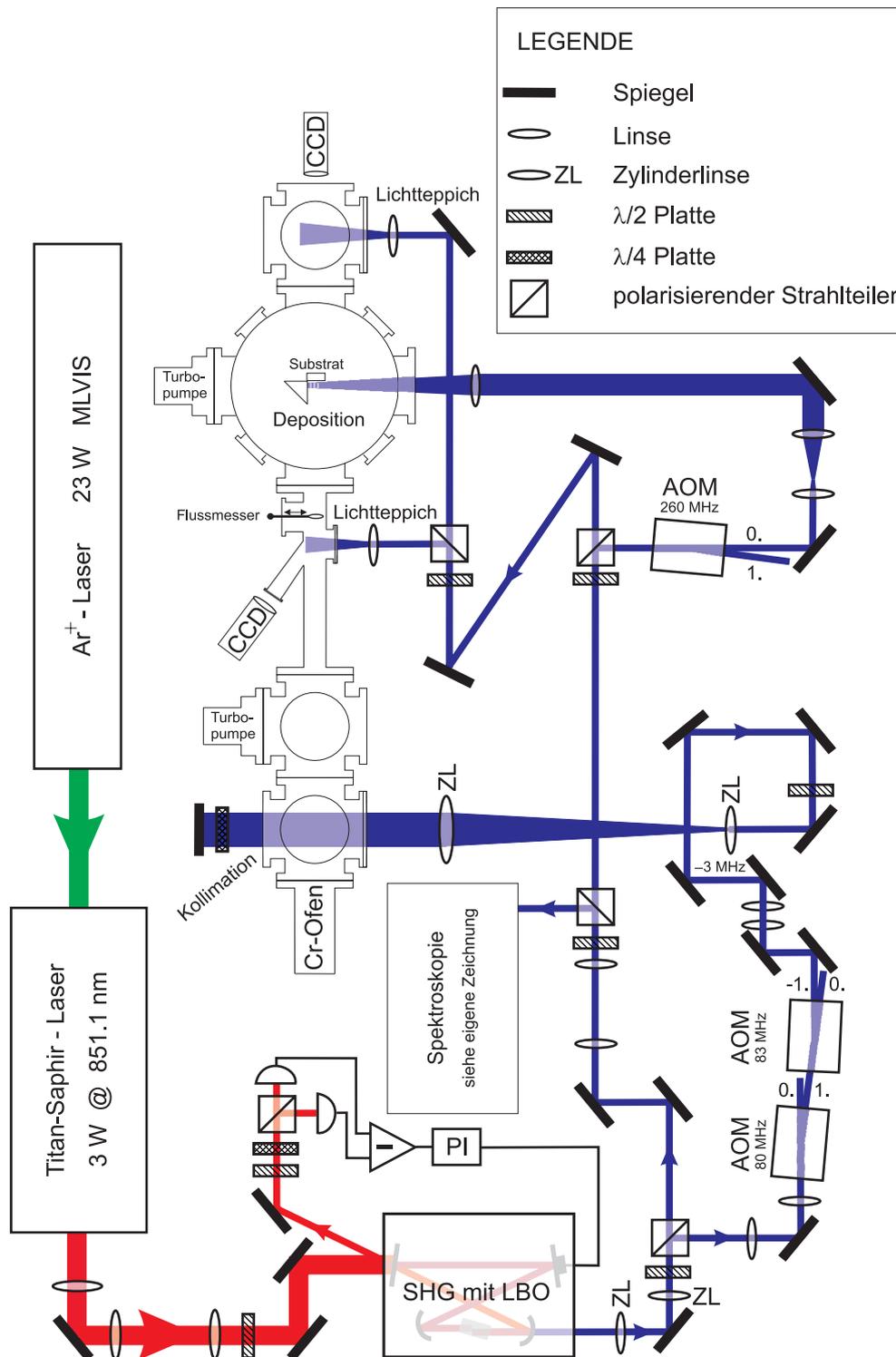


Abbildung 3.3.: Aufbau des Lasersystems zur Deposition von Chromatomen. Der Laser ist auf Resonanz stabilisiert, dieses Licht wird für die Stehwelle und die Lichtteppiche verwendet. Das Licht für Laserkühlung wird durch zwei AOM rotverstimmt. Der AOM im Stehwellenstrahl wird nur bei Deposition mit verstimmttem Licht (1. Ordnung) verwendet.

Die Güte der Kollimation des Atomstrahls kann durch eine einschiebbare Rasierklinge bestimmt werden (siehe Abschnitt 3.3.2). In der Depositionskammer gelangen die Atome auf das Substrat (Abschnitt 3.4), diese Kammer ist durch ein Ventil abgetrennt, damit Substrate gewechselt werden können ohne das Vakuum in der Ofenkammer zu brechen. Beide Kammern werden jeweils durch eine Turbomolekularpumpe⁷ auf $2 \cdot 10^{-6}$ mbar im Depositionsbetrieb gehalten.

3.3. Charakterisierung des Atomstrahls

3.3.1. Der Fluss

Für die Erzeugung der Chromnanostrukturen ist es günstig, die Strukturen möglichst rasch zu erzeugen. Dies verringert die Anforderungen an die Langzeitstabilität der Laserfrequenz und -intensität. Daher wird ein hoher atomarer Fluss benötigt. Über eine Erhöhung der Temperatur im Chromofen ist es möglich, den Fluss zu erhöhen. Ist die Temperatur jedoch so hoch, dass das Chrom aufschmilzt, so kann der Tiegel Risse erhalten und muss gewechselt werden. Bei etwa 1850 °C, gemessen mit einem Thermofühler am Wolframtiegel, ist der Fluss groß genug, um Aufwachsrate von 1 nm/min zu erreichen.

Eine Bestimmung des atomaren Flusses, also der Anzahl von Atomen pro Fläche pro Zeit, gelingt durch Messung des Fluoreszenzlichtes der Atome, wenn diese mit definierter Lichtleistung angeregt werden. Dazu wird der gesamte Querschnitt des Atomstrahls von einem stark elliptischen Laserstrahl, der einen (gesättigten) Lichtteppich erzeugt, senkrecht getroffen und die Aufnahme des Fluoreszenzlichtes mit einer CCD-Kamera liefert eine Abbildung der Atomverteilung. Dazu ist es nötig zu wissen, wieviele Atome Licht streuen, wieviel dieses Streulichts in die Kamera gelangt und wieviele Fluoreszenzphotonen nötig sind, um einen Zählimpuls ("count") in der Kamera auszulösen.

Letzterer Punkt beschreibt die Frage nach der Kamerasensitivität, welche man experimentell bestimmen kann, indem eine definierte (sehr geringe) Laserleistung direkt auf den CCD-Chip der Kamera eingestrahlt wird. Dazu muss der Laser sehr stark abgeschwächt werden, um den Chip nicht zu zerstören. Dies geschieht dadurch, dass das von einem hochreflektiven Spiegel transmittierte Restlicht verwendet wird.

Wieviele Photonen treffen auf den CCD-Chip? Aus der einfallenden Laserleistung⁸ P und der Zeit t_s , über die die Kamera integriert ("Shutter Zeit"), erhält man die auftreffende Energie $E = P \cdot t_s$. Aus der Energie eines einzelnen Photons $E_{\text{ph}} = \hbar \cdot c / \lambda$ ergibt sich für die Anzahl der auf den Chip treffenden Photonen $N_{\text{ph}} = E / E_{\text{ph}}$.

Mit der Gesamtanzahl der im Fluoreszenzbild registrierten counts G erhält man damit für die Sensitivität des CCD-Chips

$$\eta = \frac{G}{N_{\text{ph}}} \quad . \quad (3.1)$$

Für die Kamerasensitivität ergab sich damit ein Wert von $\eta = 0.016$ bei 425 nm.

Für die Berechnung des Flusses nimmt man ein Fluoreszenzbild des Atomstrahles auf. Dazu lässt man senkrecht zum Strahl einen Lichtteppich mit resonantem Licht einfallen. Mit der Kamera nimmt man ein Fluoreszenzbild auf und summiert über alle Zählimpulse. Dieser Wert N_c ist um die Shutter Zeit t_s zu korrigieren, um die Anzahl N_{c_s} der Impulse pro

⁷Fa. Balzers, TPH 240

⁸gemessen mit einem Leistungsmessgerät; Fa. Coherent, Fieldmaster

3. Experimenteller Aufbau

Sekunde zu erhalten, $N_{cs} = N_c/t_s$. Von der Kamera werden $1/\eta$ Photonen benötigt, um einen Zählimpuls auszulösen. Daher fallen auf die Kamera

$$n_{ph} = N_{cs}/\eta = N_c/(\eta \cdot t_s) \quad (3.2)$$

Photonen. Nur Atome aus dem Volumen das durch den Atomstrahl und den Lichtteppich gebildet wird, können angeregt werden und emittieren. Sie emittieren in den gesamten Raumwinkel $\Omega_{tot} = 4\pi$, doch nur die in den von der Kameralinse ausgefüllten Raumwinkelbereich $\Omega_{Li} = A_{Linse}/(4\pi d^2) = r^2/4d^2$ werden gezählt. Es gilt also für die Anzahl der gezählten Photonen $n_{ph} = \Omega_{Li} \cdot n_{sc}$. Mit r ist der Abstand vom Lichtteppich zum Kameraobjektiv, mit dem Durchmesser d und mit der Anzahl n_{sc} der im Volumen gestreuten Photonen pro Sekunde. Für diese ergibt sich also

$$n_{sc} = \frac{n_{ph}}{\Omega_{Li}} = \frac{N_c}{\eta \cdot \Omega_{Li} \cdot t_s} \quad (3.3)$$

Nun ist es noch notwendig zu bestimmen, wie viele der sich im Volumen befindlichen Atome pro Sekunde streuen. Dies gelingt mit Hilfe der Streurrate Γ_c . Die Streurrate berechnet sich aus [Met99]

$$\Gamma_c = \Gamma \cdot \frac{s_0/2}{1 + s_0 + (2\Delta/\Gamma)^2} \quad (3.4)$$

Γ ist die natürliche Linienbreite und $s_0 = I/I_S$ der Sättigungsparameter. Mit resonantem Licht ($\Delta = 0$) der Sättigungsintensität I_S (8.5 mW/cm² für Chrom) erreicht man eine Streurrate von $\Gamma/4$. Bei einem divergenten Strahl jedoch erfahren die Atome durch ihre Bewegung relativ zum einfallendem Licht eine effektive Verstimmung aufgrund der Dopplerverschiebung. Für eine Geschwindigkeit $v = 1$ m/s erhält man mit $\omega_{Doppler} = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ bereits eine Verstimmung von 15 MHz. Somit sinkt die Streurrate Γ_c . Damit man aus jeder Position innerhalb des Atomstrahls denselben Anteil streuender Atome hat, muss man die Intensität des einfallenden Lichts stark erhöhen. Dadurch wird für alle Atome eine Streurrate von $\Gamma/2$ erreicht.

Also gilt für die Anzahl streuender Atome pro Sekunde

$$N_a = \frac{n_{sc}}{\Gamma_c} = \frac{N_c}{\eta \cdot \Omega_{Li} \cdot t_s \cdot \Gamma_c} \quad (3.5)$$

Der Fluss Φ ist die Anzahl der Atome die durch die Fläche A pro Zeit τ hindurchtreten. Die Zeit $\tau = l/v$ ist die Durchflugszeit der Atome mit der Geschwindigkeit v durch den l breiten Lichtteppich. Somit ergibt sich für den Fluss des Atomstrahls

$$\Phi = \frac{N_a}{A \cdot \tau} = \frac{N_c \cdot v}{\eta \cdot \Omega_{Li} \cdot t_s \cdot \Gamma_c \cdot l \cdot A} \quad (3.6)$$

und mit den experimentell bestimmten Werten erhält man $\Phi = 8 \cdot 10^{16}$ Atome pro Sekunde pro m². Für den Fluss mal Fläche gilt:

$$\Phi \cdot A = \frac{N_c \cdot v}{\eta \cdot \Omega_{Li} \cdot t_s \cdot \Gamma_c \cdot l} \quad (3.7)$$

Hierfür ergab sich ein Wert von $4.4 \cdot 10^{12}$ Atomen pro Sekunde.

Mit Hilfe eines Flussmessers kann man den Fluss auf eine andere Art unabhängig bestimmen. Der Flussmesser⁹ besteht aus einem Schwingquarz der in den Atomstrahl geschoben werden kann. Lagern sich Atome aus dem Atomstrahl auf dem Kristall an, so ändert

⁹Fa. Leybold Inficon, Standard Sensor 750-211-G1 und Deposition Monitor XTM/2

sich dessen Masse und damit die Resonanzfrequenz der Schwingung. Nach Eingabe der elementspezifischen Parameter (wie der Dichte) berechnet das Steuergerät das Schichtwachstum und gibt dieses in der Einheit $\text{\AA}/\text{min}$ aus. Für die Umrechnung dieses Wertes F in den Fluss Φ gelingt über die Anzahl der gewachsenen Monolagen auf dem Flussmesser und die dafür benötigte Atomanzahl. Man macht die vereinfachende Annahme, pass sich die Atome lückenlos nebeneinander und im Abstand von $2 \cdot r_{\text{Cr}}$ übereinandersetzen, r_{Cr} ist der Chromradius, und erhält für die Höhe einer Monolage Chrom $h_{\text{ML}} = 2 \cdot r_{\text{Cr}}$. Für das Wachstum einer Monolage auf dem Flussmesser benötigt man

$$N_{\text{ML}} = \frac{A_{\text{Fl}}}{A_{\text{Cr}}} = \frac{D^2}{4 \cdot r_{\text{Cr}}^2} = 6.6 \cdot 10^{14} \text{ Atome pro Monolage.} \quad (3.8)$$

Dabei ist A_{Fl} die Fläche des Flussmessers, A_{Cr} die Fläche eines Chromatoms und D der bedampfte Durchmesser des Flussmessers. Diese kann man über den Strahlensatz aus der Breite der Atomverteilung eines Fluoreszenzbildes bestimmen. Somit ergibt sich die aufgewachsene Höhe in Monolagen pro Sekunde zu¹⁰

$$H_{\text{ML}} = \frac{F/60}{h_{\text{ML}}} \quad . \quad (3.9)$$

Also gilt für die Anzahl der auf den Flussmesser auftreffenden Atome pro Sekunde, dies ist gleich dem Fluss mal Fläche,

$$\Phi \cdot A = N_{\text{ML}} \cdot H_{\text{ML}} \quad . \quad (3.10)$$

Experimentell ergab sich ein Wert von $5.9 \cdot 10^{12}$ Atomen pro Sekunde. Dies stimmt mit dem durch Fluoreszenz bestimmten Wert von $4.2 \cdot 10^{12}$ Atomen pro Sekunde gut überein.

3.3.2. Laserkühlung

Die Divergenz des Atomstrahls spielt eine wichtige Rolle bei der Erzeugung der Strukturen. Eine grobe Abschätzung (deren Anwendung durch numerische Simulationen gerechtfertigt wird [Stü01]) der Abhängigkeit der zu erwartenden Strukturbreite b vom Divergenzwinkel α durch Fokussieren mit einer Linse der Brennweite f , geschieht analog zur geometrischen Optik durch $b = \alpha \cdot f$, also beträgt bei $50 \mu\text{m}$ Brennweite und 1 mrad vollem Divergenzwinkel die Strukturverbreiterung bereits 50 nm . Der ungekühlte Atomstrahl hat eine Divergenz von etwa 10 mrad , damit ist es nicht möglich, die gewünschten Strukturen zu erzeugen. Also muss die Divergenz verringert werden, was durch Laserkühlung geschieht, da diese im Gegensatz zur Kollimation mit Blenden den Fluss erhöht.

Den wahren Charakter der Dopplerkühlung und ihre Grenzen erhält man aus Impulsbetrachtungen. Dopplerkühlen beruht auf der spontanen Streukraft, diese ist zu verstehen als ein Impulsübertrag auf das Atom, wenn dieses aus einer bestimmten Richtung Licht absorbiert und isotrop spontan emittiert. Durch viele Absorptions-/Emissionszyklen mittelt sich der Impulsübertrag bei der spontanen Emission weg und es bleibt ein Netto-Impulsübertrag durch die Absorption. Das Licht wird senkrecht zum Atomstrahl eingestrahlt und wird, weil es leicht rotverstimmt ist, hauptsächlich von denjenigen Atomen, die sich auf das Licht zubewegen, absorbiert. Durch Überlagerung zweier entgegenläufiger Laserstrahlen gelingt es, die Atome eindimensional zu kollimieren. Diese erfahren eine dämpfende Kraft, wenn sie sich

¹⁰der Faktor 60 ergibt sich aus der Umrechnung von $\text{\AA}/\text{min}$ in $\text{\AA}/\text{s}$

3. Experimenteller Aufbau

auf einen der Laserstrahlen zubewegen und aus diesem absorbieren (Details zum Beispiel in [CT90]). Durch Impulsfluktuationen ist diese Kühltechnik beschränkt, für die niedrigst erreichbare Temperatur ("Dopplertemperatur") gilt: $k_B T_D = \hbar \Gamma / 2$. Diese beträgt für Chrom 125 μK . Die Temperatur hängt mit der Transversalgeschwindigkeit der Atome über

$$k_B T = m v_T^2 \quad , \quad (3.11)$$

zusammen, m bezeichnet die Masse eines Chromatoms. Aus dieser und der Longitudinalgeschwindigkeit erhält man die Divergenz des Strahls.

Niedrigere Temperaturen erreicht man, indem man sich die innere Struktur des Atoms zu Nutze macht. Durch optisches Pumpen zwischen den magnetischen Unterniveaus erreicht man theoretisch beim Polarisationsgradientenkühlen [Dal89] Temperaturen bis zum sogenannten Recoillimit $k_B T_R = \hbar^2 k^2 / 2m$, für Chrom $T_R = 2 \mu\text{K}$.

Mit der zweidimensionalen Laserkühlung [Stu96] wurden zu Beginn dieser Arbeit Winkelbreiten des gekühlten Atomstrahls von 1 mrad FWHM¹¹ gemessen. Da im weiteren nur noch eindimensionale Strukturen erzeugt werden sollten, wurde die Laserkühlung in eine Dimension zurückgebaut, da diese kleinere Divergenzen aufgrund von Messungen der Gruppe am NIST [Sch97] erwarten ließ. Ein 3 cm breiter leicht rotverstimmt ($\Delta \approx -3 \text{ MHz}$) Laserstrahl tritt durch den Atomstrahl und außerhalb des Vakuums durch eine $\lambda/4$ Platte und wird in sich reflektiert. Durch den zweimaligen Durchgang durch die Verzögerungsplatte wird die Polarisation um 90° gedreht, und der Laserstrahl trifft noch einmal auf den Atomstrahl. Man erhält die sogenannte lin \perp lin-Konfiguration des Polarisationsgradientenkühlens. Das Maskieren des Laserstrahls mittels zweier im Abstand von 3 cm angebrachten Rasierblenden hat eine deutliche Reduzierung der Divergenz bis auf unten genannte Werte erzeugt. Dadurch werden die Randbereiche des aufgeweiteten Laserstrahls abgeblendet, da hier die Verteilung des Lichtfeldes sehr undefiniert ist.

Die Divergenz des Atomstrahls wird mit Hilfe eines Lichtteppichs in 1.2 m Entfernung bestimmt. Dazu muss die Ortsverteilung der Atome im Fluoreszenzbild umgerechnet werden in eine Geschwindigkeitsverteilung. Dies gelingt durch Einschieben einer Rasierklinge in den Atomstrahl. Die Kante deckt einen Teil des Strahles ab. Unter der Annahme, dass an jedem Ort des Strahls dieselbe Geschwindigkeitsverteilung vorliegt, gelingt durch Anfitzen einer Errorfunktion an die Ortsverteilung der Atome im Schatten der Kante eine Bestimmung der Breite des Strahls. Mit der mittleren Longitudinalgeschwindigkeit von etwa 1000 m/s erhält man die Strahldivergenz sowie die entsprechende Temperatur.

Aus der Theorie erhält man beim Polarisationsgradientenkühlen eine Abhängigkeit der Temperatur von $\Omega^2 / |\Delta| \sim P / |\Delta|$. P ist die Leistung des Laserstrahls und Δ seine Verstimmung. Als minimale Breite ergab sich bei -3 MHz und 92 mW Laserleistung eine Divergenz von 0.29 mrad (FWHM). Dies entspricht 140 μK , also immer noch über der Dopplertemperatur. Für die Deposition sind jedoch die Werte gut geeignet, so konnte von Anderson *et al.* keine Strukturverbreiterung für Divergenzen zwischen 0.16 mrad und 0.37 mrad (FWHM) festgestellt werden [And99].

Kurze Depositionszeiten erreicht man mit einem hohen Fluss, daher ist es eher wichtiger, dass sich sehr viele Atome mit kleinem Divergenzwinkel, als einige Atome mit sehr kleiner Divergenz im Strahl befinden. Darüber sagen die 50 % und 90 % Breiten mehr aus [Sch97]. Das sind diejenigen Winkelbreiten des Atomstrahls, innerhalb der 50%, beziehungsweise 90 %, aller Atome liegen. Daher werden im Folgenden diese verwendet, auch weil die erhaltenen Gaußfits

¹¹ volle Breite auf halber Höhe des Maximums

nicht die wahre Struktur der Atomverteilung mit einem breitem Untergrund wiedergegeben haben.

Die 50 % Breite war optimal bei -3 MHz Verstimmung mit 0.3 mrad (entspricht 0.49 mK), die 90 % Breite bei -5 MHz mit 1.2 mrad (8.6 mK) (jeweils volle Breite)(Abbildung 3.4).

Aus der Summation über einen zentralen Ausschnitt aus je einem Bild mit gekühltem beziehungsweise ungekühltem Laserstrahl ergibt sich eine Flussüberhöhung durch die Laserkühlung um den Faktor 2.3. Damit steht für die Deposition genug Fluss (typischerweise $3 \text{ \AA}/\text{min}$) bei akzeptabler Divergenz zur Verfügung, um Depositionszeiten von $15 - 20$ min zu ermöglichen.

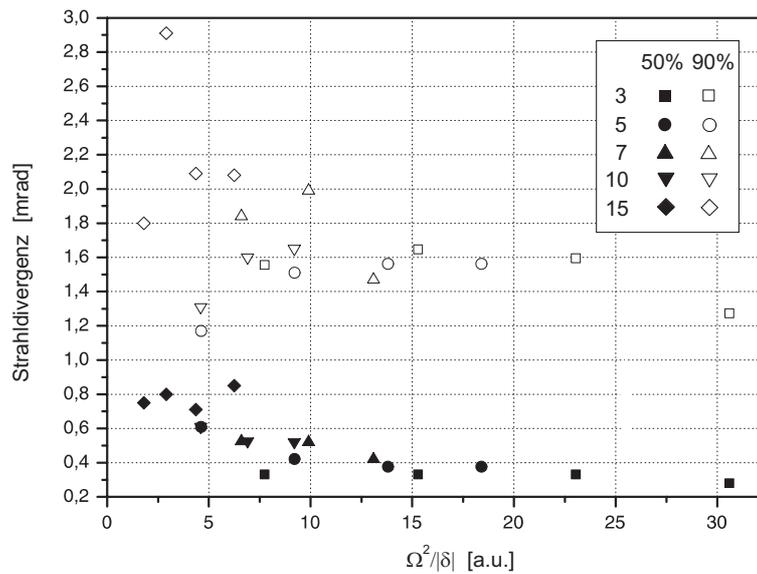


Abbildung 3.4.: Erreichte Strahldivergenzen mit eindimensionaler Laserkühlung mit lin₁lin-Polarisationsgradientenkühlen.

3.4. Depositionsaufbau

Während der Deposition muss nicht nur die Laserfrequenz stabil sein, sondern auch die Position des Substrats relativ zur Stehwelle, weil Schwingungen zur Strukturverbreiterung beitragen. Deshalb befindet sich das Substrat auf einem Halter auf einer $160 \text{ mm} \times 160 \text{ mm}$ großen Edelstahlplatte. Diese wird in einen schwingungsgedämpften Halter eingeschraubt [Web95]. Auf dem Substrathalter befindet sich das $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ große Prisma. Dieses ist hochreflektierend ($R > 0.94$ für $\lambda = 425 \text{ nm}$) beschichtet. Neuartig für das Lithographie-Experiment in Konstanz ist die Fokussierung des Lichts von außerhalb des Vakuums durch ein Fenster auf das Prisma. Die bisher verwendete Glasfaser wurde ausgebaut, da durch sie die zur Verfügung stehende Leistung limitiert war. Im Hinblick auf die geplante Realisierung der Deposition von Atomen mittels dissipativer Lichtmasken [Stü03] wurde bereits zur Deposition auf Resonanz umgebaut.

Vor dem Prisma befindet sich ein Loch (B2, Abbildung 3.5) an der Stelle, an der der Chromstrahl auf das Siliziumsubstrat trifft. Zum Einjustieren wird ein Strahl zweier paralleler HeNe-Laserstrahlen durch dieses Loch auf das Loch im Kühlschild (B1) justiert. Dadurch

3. Experimenteller Aufbau

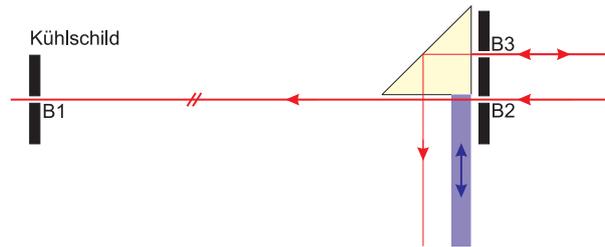


Abbildung 3.5.: Justage des schwingungsgedämpften Halters und der Stehwelle. Der untere Laserstrahl definiert die Richtung des Atomstrahls. Der Halter wird so lange verschoben und verkippt, bis der obere Laserstrahl, der parallel zum unten gezeichneten Laserstrahl ist, vom Prisma in sich zurückreflektiert wird. In diesen Fall ist die Stehwelle senkrecht zum Atomstrahl ausgerichtet.

definiert man die Richtung des Atomstrahls. Nun wird die Richtung der Laserkühlung auf B2 optimiert, dies geschieht durch Beobachten der Atomverteilung im hinteren Lichtteppich. Anschließend ist sicherzustellen, dass die Stehwelle senkrecht zum Atomstrahl verläuft. Dazu wird der zweite HeNe-Strahl am Prisma reflektiert, die Edelstahlplatte ist an dieser Stelle (B3) durchbohrt. Nun wird der schwingungsgedämpfte Halter verkippt bis der Strahl in sich zurückreflektiert wird. Zur Deposition wird das Substrat vor das Prisma geschoben. Dies geschieht durch einen Linearmotor¹². Der Abstand zwischen dem Fokus des Laserstrahls und dem Substrat muss nun eingestellt werden. Dazu betrachtet man bei eingeschobenem Substrat den Rückreflex und verschiebt die letzte fokussierende Linse parallel zum Atomstrahl. Dadurch wird der Fokus entlang des Atomstrahls bewegt. Der Fokus wird auf das Substrat zubewegt, bis die Intensität des Rückreflexes auf die Hälfte sinkt. In dieser Position der Linse wird die Stehwelle vom Substrat halb abgeschnitten, das Substrat befindet sich also in mitten des Laserstrahls. An dieser Stelle erfolgten bisherige Depositionen mit Verstimmung, da dann die Situation einer dicken Linse gegeben ist, die kürzere Brennweiten und somit geringere Strukturbreiten ermöglicht [And99]. Anschließend wird die Linse vom Substrat um den gewünschten Abstand, typischerweise 15–35 μm (diese Werte erhält man aus der Simulation (siehe Abschnitt 4.3)), entfernt.

Die Fleckgröße des Fokus muss bekannt sein, damit man die Intensität der Stehwelle berechnen kann. Bestimmt wird diese vor der Deposition, indem der Laserstrahl vor dem Eintritt in die Vakuumkammer an einem Spiegel reflektiert wird. Zur Bestimmung der Position des Fokus wird der Strahl von einem weiteren Spiegel in sich zurückreflektiert und der Spiegel verschoben, bis der reflektierte Strahl kollimiert ist. Die Kollimation wird mit Hilfe eines shear plates bestimmt. An dieser Position wird eine Rasierklinge die an einem weiteren Linearmotor befestigt ist, mit konstanter Geschwindigkeit durch den Fokus gefahren. Das mit einem Speicheroszilloskop aufgenommene Bild wird in den Computer eingelesen und mit dem Programm MATLAB ausgewertet. Dazu wird an einen Schnitt durch das Bild eine error-Funktion angefügt, diese ist das Integral über eine Gaußfunktion bis zu einer bestimmten Stelle. Aus dieser kann die Gaußfunktion rekonstruiert und damit die Strahltaile angegeben werden.

¹²Fa. Oriol, Encoder Mike

4. Simulation und Ergebnisse der Deposition auf Resonanz

Mit Hilfe einer resonanten Stehwelle konnten im Rahmen dieser Arbeit $\lambda/4$ Strukturen erzeugt werden. Dabei werden die unterschiedlichen Fokussiereigenschaften der Potentiale beider dressed states ausgenutzt, diese werden im folgenden Abschnitt durch einfache Modelle dargestellt und auf die experimentelle Situation angewendet. Anschließend werden die Ergebnisse des Experiments gezeigt und mit Hilfe einer numerischen Simulation erklärt.

4.1. Diskussion der Fokussiermodelle

Auf Resonanz sind beide dressed states gleich besetzt (vgl. Abschnitt 2.3.2), daher können in einer Stehwelle beide dressed states gleichzeitig fokussiert werden. Die Fokussiereigenschaften der beiden Potentiale sind sehr unterschiedlich wie im Folgenden gezeigt wird. Für jedes dieser wird für die experimentelle Maximalsättigung $S_m = 2 \cdot 10^5$ (erhält man aus der eingestrahlten Leistung 25 mW und dem waist $w = 23 \mu\text{m}$) die Fokussierzeit mit Hilfe der Simulation mit einem gaußförmigen Intensitätsverlauf angegeben und mögliche Näherungen (vgl. Abschnitt 2.3.2) diskutiert. Anschließend werden Fälle mit größerer beziehungsweise kleinerer Sättigung betrachtet.

Fokussiereigenschaften des unteren Potentials

Die Simulation der Fokussierung durch ein in z -Richtung gaußförmiges Potential der Stehwelle mit der Sättigung S_m ergibt, dass die Atome etwa $12 \mu\text{m}$ hinter dem Zentrum der Stehwelle fokussiert werden (Abbildung 4.1). Da das Potential über einen sehr großen Bereich (etwa $\pm\lambda/8$) harmonisch ist, sind die Zeiten sehr ähnlich, daher kann von einem Fokus gesprochen werden. Die Atome werden noch innerhalb des $2w = 46 \mu\text{m}$ langen Potentials fokussiert, daher sind nur die Näherungen der dicken Linse physikalisch sinnvoll.

Die harmonische Näherung im Limit der dicken Linse (Formel 2.22) ergibt die Oszillationsfrequenz 51 MHz. Somit fokussieren die Atome nach 30.8 ns. Davon legen die Atome im Potential bis zum Zentrum der Stehwelle $23 \mu\text{m}$ zurück, so dass sie bei $z = 7.8 \mu\text{m}$ fokussiert werden. Die kürzere Zeit gegenüber obiger Situation resultiert aus der Nichtberücksichtigung des Potentialabfalls aufgrund der Gaußform. Kleinere Sättigungen führen zu kleineren Oszillationsfrequenzen (Formel 2.22) und damit zu größeren Zeiten.

Ein Potential mit sehr langer Wechselwirkungszeit korrigiert um den Faktor $C_{\text{lang}} = 0.98$, der an sehr große Sättigungen ($S > S_m$) angepasst wurde, ergibt eine Zeit bis zum Kreuzen des Minimums von 32 ns (Abbildung 4.1). Also fokussiert dieses Potential $9 \mu\text{m}$ hinter dem Zentrum.

Für schwächer gesättigte Potentiale ist es notwendig, das Potential als eine dünne Linse zu betrachten, denn bereits für $S = 10^{-1} S_m$ fokussiert das gaußförmige Potential erst nach

4. Simulation und Ergebnisse der Deposition auf Resonanz

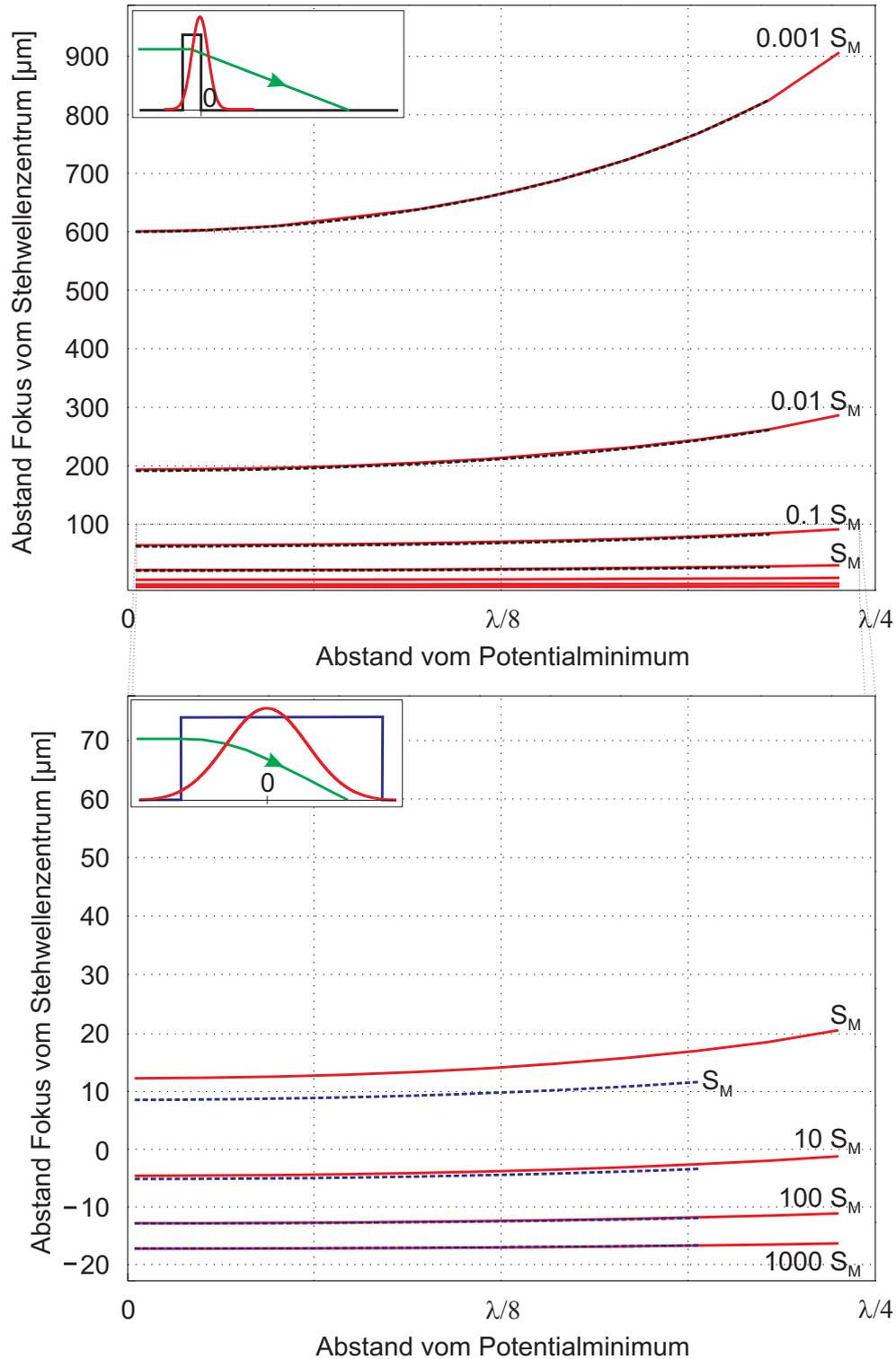


Abbildung 4.1.: Fokussiereigenschaften des unteren Potentials U^- für verschiedenen Sättigungen. Oben dargestellt sind die Orte, bei denen die Atome fokussiert durch ein gaußförmiges Potential (rot) das Minimum erreichen. Die im Experiment realisierte Maximalsättigung ist $S_m = 2 \cdot 10^5$. Die Näherung mit einem Potential mit kurzer Wechselwirkungszeit für kleine Sättigungen ist schwarz und gestrichelt dargestellt. Das untere Bild zeigt den Ausschnitt aus dem oberen Bild in dem sich die höheren Sättigungen befinden. Für diese wird als Näherung ein Potential mit langer Wechselwirkungszeit verwendet (blau gestrichelt).

80 ns, also mit $z = 47 \mu\text{m}$ hinter dem Zentrum bereits außerhalb des Potentials. Somit muss durch ein Potential mit kurzer Wechselwirkungszeit genähert werden. Dieses korrigiert um $C_{\text{kurz}} = 0.74$ ergibt fast identische Zeiten wie das in z -Richtung gaußförmige Potential (Abbildung 4.1).

Nähert man das Potential harmonisch und lässt es nur sehr kurze Zeit auf das Atom wirken, so gilt mit Formel 2.30 $t_F = 52.8 \text{ ns}$ für $S = 10^{-1} S_m$ (Gauß: nach 80 ns) und 528 ns für $S = 10^{-3} S_m$ (Gauß: 640 ns).

Speziell im Hinblick auf die Erzeugung von $\lambda/4$ -Strukturen durch Verwendung von resonantem Licht bedeutet dies:

- Für die Maximalsättigung fokussiert das Potential $11 \mu\text{m}$ nach dem Zentrum der Stehwelle und damit deutlich vor den Substraten. Aufgrund dieser Überfokussierung ist bestenfalls eine leichte Anhäufung von Atomen um die Minima herum zu erwarten.
- Für geringfügig schwächere Sättigungen fokussiert das untere Potential genau an diese Stelle, daher kann man mit Nanostrukturen rechnen.
- Sättigungen kleiner als etwa ein Zehntel der Maximalsättigung sind zu gering, die Atome würden erst nach dem Substrat fokussiert werden. Daher ist auch hier bestenfalls eine leichte Anhäufung zu erwarten.
- Sättigungen größer als etwa $1/10 S_m$ führen zu einer gleichzeitigen Fokussierung für die meisten Atome, d.h. Zeit, nach der die Atome das Potentialminimum erreichen, ist von der Anfangsposition unabhängig. Für kleinere Sättigungen erreichen vor allem die Atome der Randbereiche das Minimum deutlich später.

Fokussiereigenschaften des oberen Potentials

Das obere Potential ist nur über einen sehr kleinen Bereich (wenige nm) harmonisch. Daher sind hier die Zeiten, nach denen die Atome das Minimum erreichen, sehr stark von der Anfangsposition abhängig (Abbildung 4.2). Atome, die vom Minimum bis zu 10 nm entfernt sind, werden sehr rasch fokussiert. Ab hier bis etwa 60 nm steigen die Zeiten gleichmäßig an, dies liegt daran, dass das Potential in diesem Bereich näherungsweise linear verläuft. Ab 60 nm Abstand vom Minimum flacht das Potential stark ab, daher sind die Zeiten, nach denen diese Atome das Minimum erreichen, sehr groß. Um überhaupt Vergleiche zwischen den Modellen machen zu können, werden im Folgenden die Zeiten betrachtet, nach denen $\lambda/16$ vom Minimum entfernte Atome das Minimum erreicht haben, in diesem Bereich ist die Steigung der Potentiale und damit die Streuung der Fokussierzeiten am geringsten.

Für Maximalsättigung S_m fokussiert das in z -Richtung gaußförmige Potential bereits $2 \mu\text{m}$ vor dem Zentrum der Stehwelle, die Beschreibung erfordert daher eine dicke Linse. Die harmonische Näherung ist nicht sinnvoll, da das Potential nur über einen sehr kleinen Bereich harmonisch ist. Das Modell des Potentials mit sehr langer Wechselwirkungszeit (ebenfalls korrigiert um den Faktor $C_{\text{lang}} = 0.98$) lässt die Atome bei $z = -4 \mu\text{m}$ das Minimum erreichen (Abbildung 4.2).

Stärker gesättigte Potentiale mit langer Wechselwirkungszeit fokussieren im Vergleich zum in z -Richtung gaußförmigen Potential zu schnell, besonders stark ausgeprägt sind die Unterschiede für Atome, die weiter als $\lambda/8$ vom Minimum entfernt starten. Dies hat ihren Ursprung darin, dass diese Atome in einem flachen Potentialbereich starten. Erst nach einiger Zeit erreichen sie den Bereich, in dem das Potential steil ist. In dieser Zeit hat sich das Atom jedoch

4. Simulation und Ergebnisse der Deposition auf Resonanz

in dem Potential in z -Richtung weiter bewegt und ist aufgrund der z -Abhängigkeit des Potentials in einem Bereich, in dem dieses kleiner geworden ist. Damit wird auch der Gradient kleiner. Das konstante Potential berücksichtigt diesen Potentialabfall nicht.

Für kleinere Sättigungen müssen die Modelle der dünnen Linse verwendet werden, so fokussiert für $S = 10^{-1}S_m$ das gaußförmige Potential die Atome $22 \mu\text{m}$ hinter dem Zentrum der Stehwelle (Abbildung 4.2). Dies ist gerade der Grenzfall zwischen dicker und dünner Linse. Die Fokussierung kann sinnvoll beschrieben werden durch die Annäherung des Potentials mit einem linearen Gradienten, durch den das Atom beschleunigt wird. Mit Formel 2.31 erhält man für $S = 10^{-1}S_m$ $35 \mu\text{m}$ und für $S = 10^{-3}S_m$ $120 \mu\text{m}$ (Gauß: $280 \mu\text{m}$).

In Bezug auf das durchgeführte Experiment findet man:

- Abgesehen von extrem hohen Sättigungen, die experimentell nicht realisierbar sind, erreichen Atome mit verschiedener Startposition zu unterschiedlichen Zeiten das Minimum. Dies ist Folge der Anharmonizität des Potentials.
- Atome, die näher als $\lambda/16$ vom Minimum entfernt starten, erreichen dieses deutlich schneller als die angegebenen Werte, während weiter entfernte Atome deutlich später im Minimum ankommen. Daher gibt es praktisch immer Atome, die zum richtigen Zeitpunkt das Minimum durchlaufen.
- Aufgrund der nicht-adiabatischen Übergänge wechseln alle Atome, die das Minimum erreichen, in den unteren dressed state (Ende Abschnitt 2.3.3). Daher sind diese Atome für die Fokussierung im Bereich der Minima des oberen Zustandes verloren. Nur Atome, die das Minimum gerade nicht erreicht haben, wenn sie auf das Substrat treffen, sorgen für eine Anhäufung in diesem Bereich.
- Für die experimentelle Maximalsättigung S_m erreichen Atome, die näher als 75 nm vom Minimum entfernt starten, das Minimum vor dem Substrat. Nach dem im Minimum stattfindenden nicht-adiabatischen Übergang bewegen sich die Atome im Potential des unteren Zustandes. Je früher sie das Minimum erreichen haben, desto weiter bewegen sie sich danach von diesem fort. Für kleinere Sättigungen wird der Anteil der Atome im oberen Potential die das Minimum vor dem Substrat erreichen, immer kleiner. Daher werden in diesem Fall die nicht-adiabatischen Übergänge weniger wichtig bei der Strukturbildung.

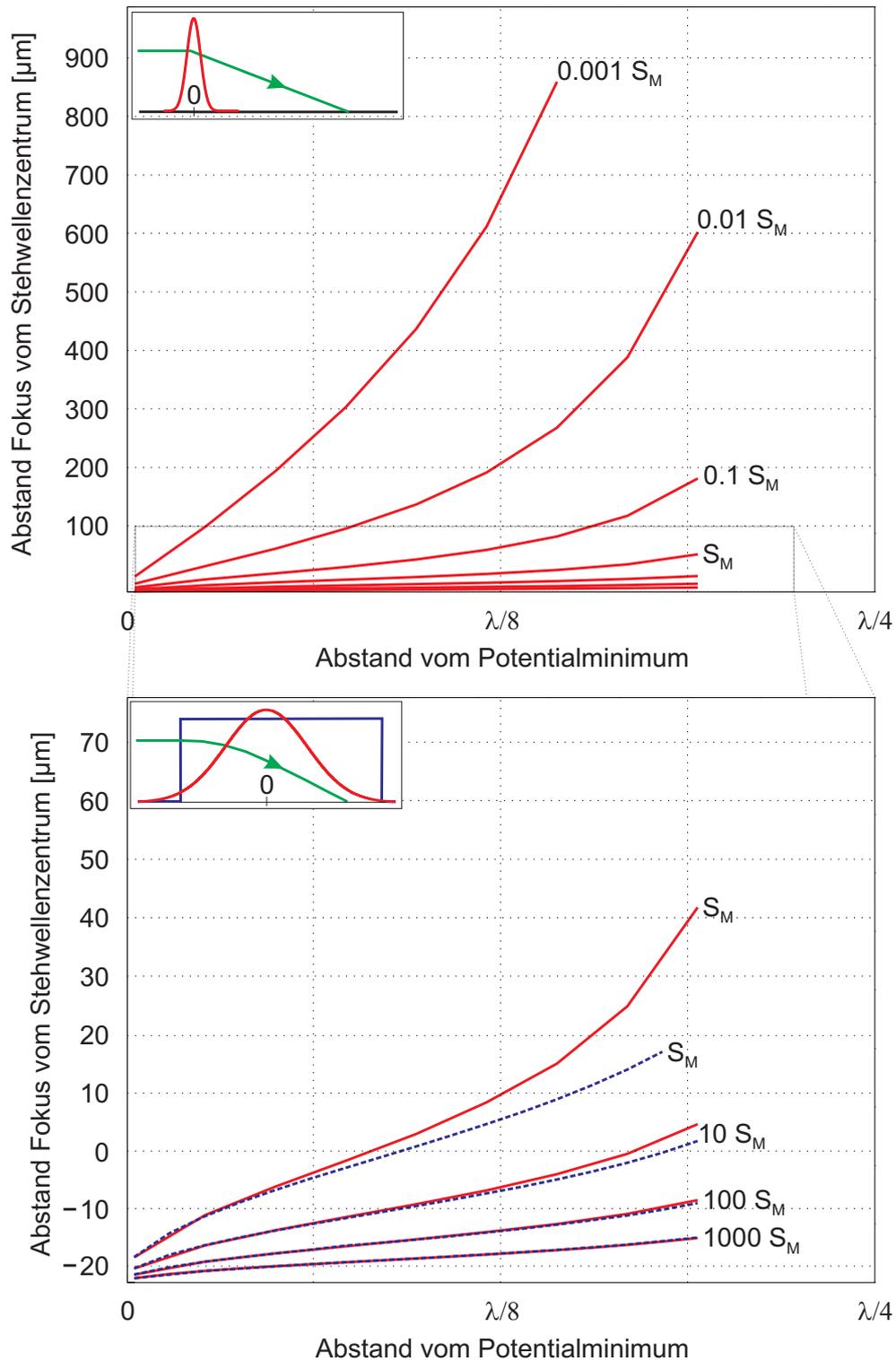


Abbildung 4.2.: Fokussiereigenschaften des oberen Potentials für verschiedenen Sättigungen. Oben dargestellt sind die Orte, bei denen die Atome fokussiert durch ein gaußförmiges Potential (rot) das Minimum erreichen. Die im Experiment realisierte Maximalsättigung ist $S_m = 2 \cdot 10^5$. Das untere Bild zeigt den Ausschnitt aus dem oberen Bild in dem sich die höheren Sättigungen befinden. Für diese wird als Näherung ein Potential mit langer Wechselwirkungszeit verwendet (blau gestrichelt).

4.2. Experimentelle Ergebnisse

Durch eine resonante Stehwelle wird für die Atome ein räumlich inhomogenes Potential erzeugt. Dieses bewirkt, dass die Atome auf ein an geeigneter Stelle angebrachtes Siliziumsubstrat fokussiert werden und dort Nanostrukturen erzeugen. Bei einer Ofentemperatur von 1875 °C, diese wurde mit einem Thermofühler am äußeren Tiegel gemessen, genügte eine Aufwachsrate von 2 Å/min um nach 30 min genügend Topographiemodulation auf dem Substrat zu erhalten. Die Position des Substrats relativ zum Stehwellenzentrum wird dabei durch Verschieben der fokussierenden Linse auf den gewünschten Abstand eingestellt (siehe Abschnitt 3.4). Auf das Substrat wurden mehrere Proben mit verschiedenen Abständen zum Zentrum aufgedampft (Probe 1 mit 25 µm, Probe 2 mit 35 µm). Nach der Deposition wird die Vakuumkammer belüftet und die Proben mit einem Atomkraftmikroskop untersucht. Mit dem AFM wurden einzelne Bilder aufgenommen mit einer Größe von 2.5 µm × 5 µm (Probe 1) und 2.5 µm × 2.5 µm (Probe 2).

Bearbeitung der Daten

Für jedes Bild wurden offensichtliche Fehlstellen (wie Verunreinigungen oder Staubteilchen) in den AFM-Aufnahmen entfernt, da sonst bei einem Aneinanderhängen der einzelnen Aufnahmen die Farbskala, die die Höhe angibt, für jedes Bild unterschiedlich ist. Der Untergrund sowie eine mögliche Verkippung zwischen Cantilever und Substrat wurden durch Anfitten eines Polynoms an jede einzelne Zeile des Bildes und durch anschließendes Abziehen von diesem ausgeglichen. Es entsteht ein weitgehend untergrundfreies Bild. Mit dem Ziel, die einzelnen Aufnahmen aneinanderzuhängen und die Drifts (etwa $3 \lambda/2$) in den AFM-Aufnahmen aufgrund der langen Messzeit auszugleichen, wurden die Maxima der einzelnen Linien so aneinander ausgerichtet, dass die Linien senkrecht verlaufen. Anschließend wurden die Bilder zusammengefügt, indem die Maxima aneinander ausgerichtet wurden.

Ergebnisse und Diskussion

In Abbildung 4.3, die aneinandergereihte Aufnahmen der Probe 1 zeigt, sieht man im Bereich des Gaußprofils durchgehende Strukturen, die im mittleren Bereich recht breit sind, dann über einen Bereich von etwa 15 µm scharf und damit recht schmal werden und ab den Flügeln des Gaußprofils immer breiter werden, bis sie kaum mehr zu erkennen sind. Die Position des Zentrum des Gaußprofils wurde symmetrisch zu den Bildern mit den schärfsten Linien (dies sind die mit B und D bezeichneten Bilder) bestimmt. Diese Linien entstehen durch Atome, die im harmonischen Potential U^- fokussiert werden. Die Position mit der optimalen Fokussierung im unteren Potential befindet sich 17 µm vom Zentrum entfernt. Ein gaußförmiges Potential mit waist $w = 23 \mu\text{m}$ ist an dieser Stelle auf etwa 0.335 seines Maximalwertes abgefallen. Daher befinden sich die Atome hier in einem Bereich mit der Sättigung $0.335 \cdot S_m$. Aus der Simulation mit einem in z -Richtung gaußförmigen Potential (vgl. Abschnitt 2.3.2) mit dieser Sättigung erhält man, dass die Atome 27 µm hinter dem Substrat fokussiert werden. Dies stimmt sehr gut mit der experimentell eingestellten Substratposition von 25 µm überein. Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, tritt für höhere Sättigungen Überfokussierung auf, dies erklärt die Verbreiterung der Strukturen in der Mitte des Gaußprofils (Abbildung 4.4, Bild C). Etwa in dem Bereich, in dem das harmonische Potential gut fokussiert, treten $\lambda/4$ Strukturen auf (Abbildung 4.4, Bild A und E). Hier häufen sich also auch Atome des oberen Potentials an. Im Vergleich mit der Simulation ist dies nicht verwunderlich, da das obere Potential aufgrund

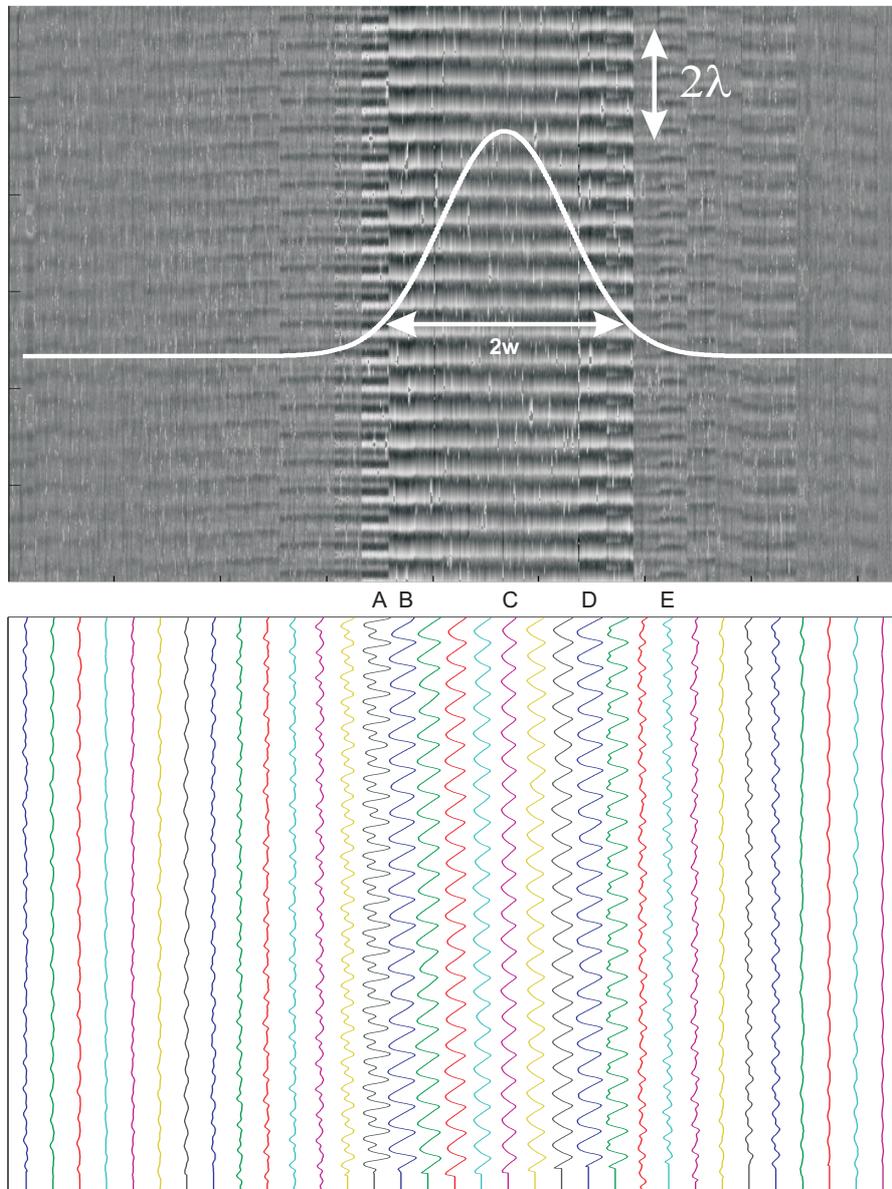


Abbildung 4.3.: Zusammgehängte AFM-Aufnahmen der Probe 1. Eingezeichnet ist ein Gaußprofil mit $w = 23 \mu\text{m}$ das den Intensitätsverlauf verdeutlicht, die Aufnahmen sind $5 \mu\text{m}$ breit. Darunter befinden sich gemittelte Schnitte durch die einzelnen Bilder (jeweils ist die Höhe nach rechts hin dargestellt). A bis E bezeichnen die im Text speziell angesprochenen Bilder. Deutlich erkennbar ist in der Mitte des Gaußprofils ein Bereich, in dem verbreiterte $\lambda/2$ Strukturen zu finden sind. Anschließend werden diese über den Bereich einiger μm scharf, bis sie weiter außen recht breit werden. Im Bereich der scharfen Linien treten zwischen diesen weitere Linien auf, so dass $\lambda/4$ Strukturen entstehen. Diese entstehen durch Atome im oberen Potential, die das Minimum an der Stelle des Substrats erreichen. Die scharfe Kante zwischen den Positionen D und E ist auf Artefakte zurückzuführen.

4. Simulation und Ergebnisse der Deposition auf Resonanz

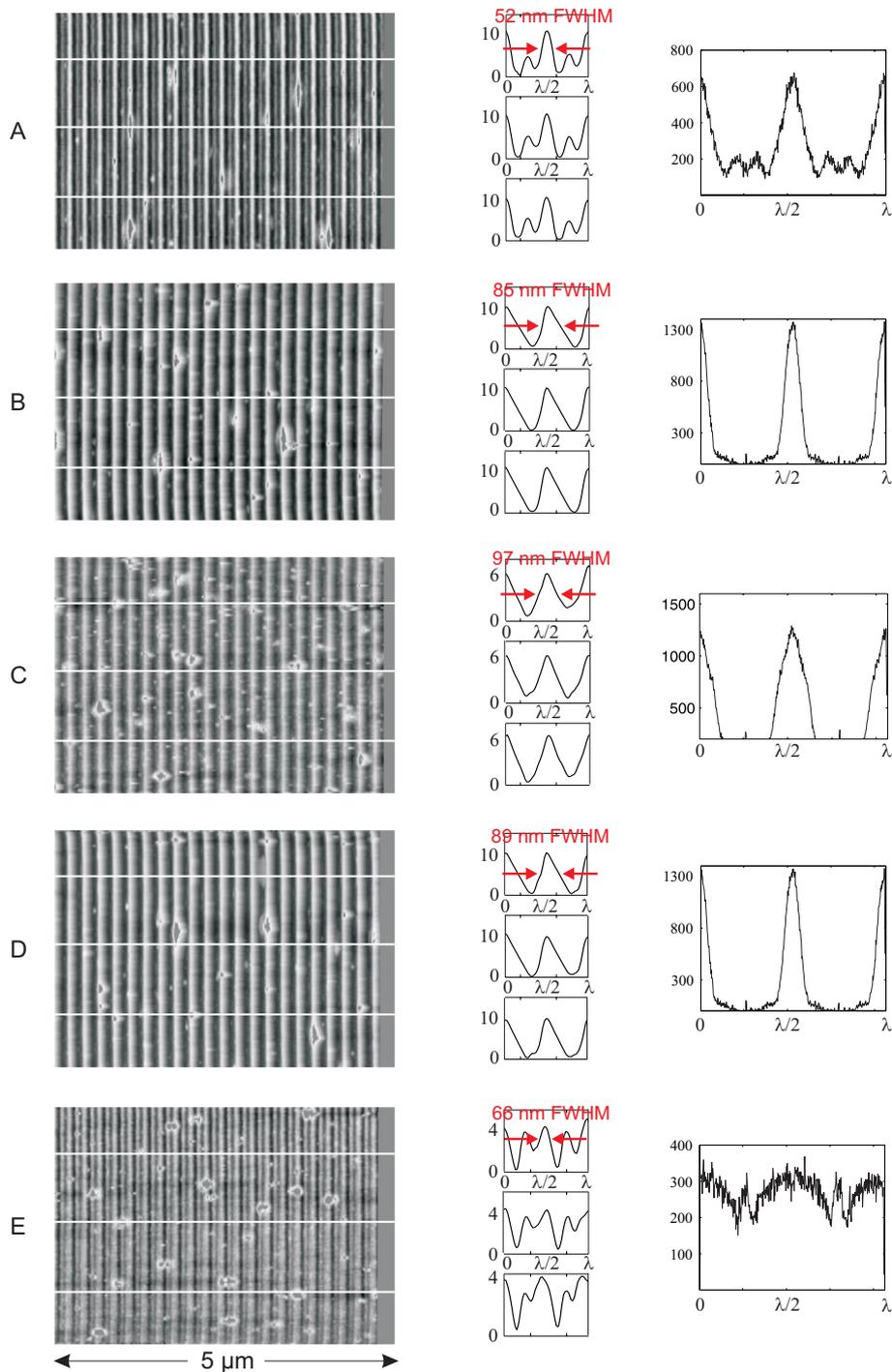


Abbildung 4.4.: Dargestellt sind Aufnahmen an speziellen Stellen A bis E der Probe 1 (siehe Abbildung 4.3). Die weißen Querstreifen bezeichnen die Position an denen die rechts gezeigten Schnitte gemacht wurden, die Höhe ist in nm angegeben. Die Schnitte (mittlere Spalte) entstammen einem zentralen Bereich des Bildes. A und E zeigen deutlich $\lambda/4$ Strukturen, B und D $\lambda/2$ Linien mit etwa 85 nm (FWHM). C ist ein Bild aus der Mitte des Gaußprofils und zeigt breite Linien (97 nm (FWHM=)) aufgrund der Überfokussierung. Die rechte Spalte zeigt Schnitte erster Simulationsergebnisse an entsprechenden Stellen, die qualitativ sehr gut mit den AFM-Schnitten übereinstimmen (Höhenskala in willkürlichen Einheiten).

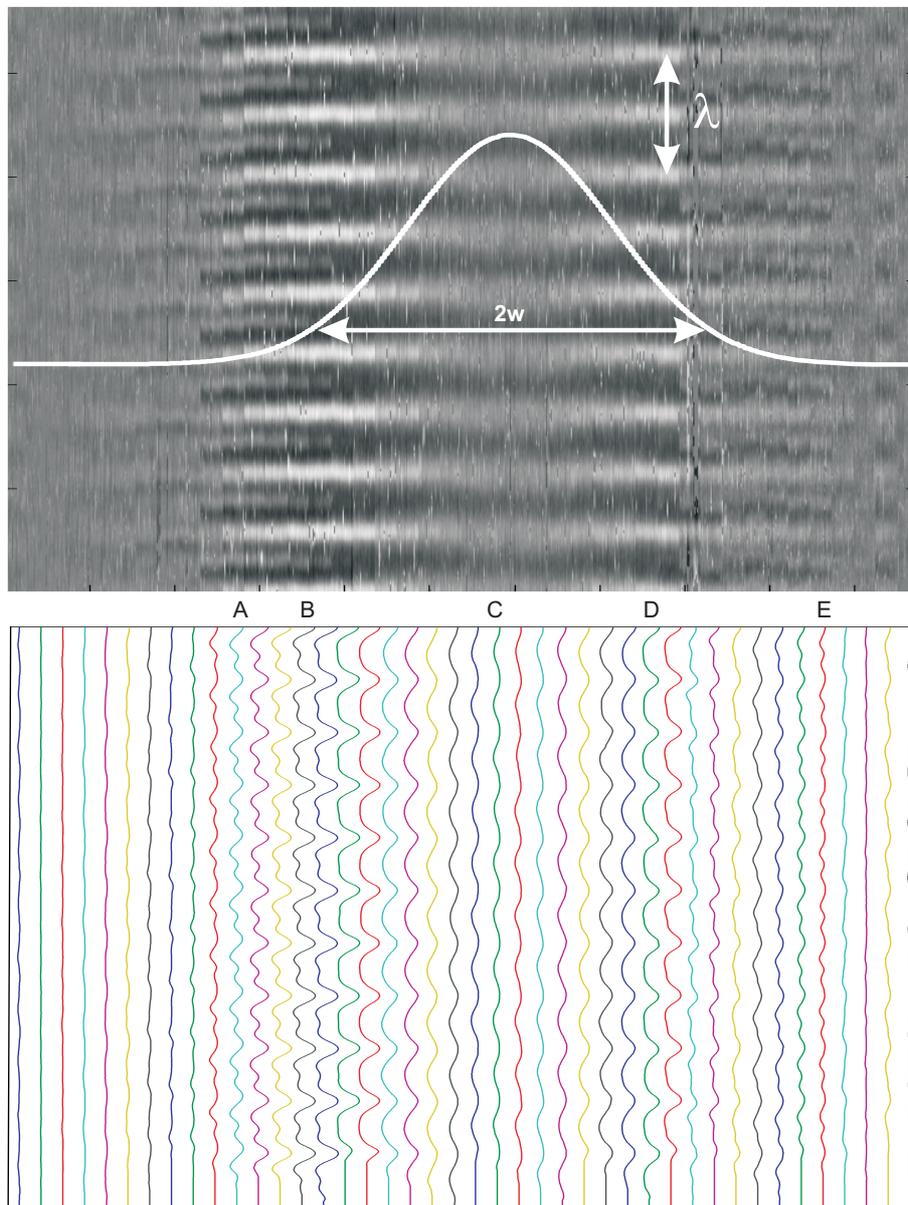


Abbildung 4.5.: Zusammengehängte AFM-Aufnahmen der Probe 2. Eingezeichnet ist ein Gaußprofil mit $w = 23 \mu\text{m}$ das den Intensitätsverlauf verdeutlicht, die Aufnahmen sind $2.5 \mu\text{m}$ breit. Darunter befinden sich gemittelte Schnitte durch die einzelnen Bilder (jeweils ist die Höhe nach rechts hin dargestellt). A bis E bezeichnen die im Text speziell angesprochenen Bilder. Deutlich erkennbar ist in der Mitte des Gaußprofils ein Bereich, in dem verbreiterte $\lambda/2$ Strukturen zu finden sind. Anschließend werden diese über den Bereich einiger μm scharf, bis sie weiter außen wieder recht breit werden. Im Bereich der scharfen Linien treten zwischen diesen weitere Linien auf, so dass $\lambda/4$ Strukturen entstehen. Diese entstehen durch Atome des oberen Potentials, die das Minimum an der Stelle des Substrats erreichen.

4. Simulation und Ergebnisse der Deposition auf Resonanz

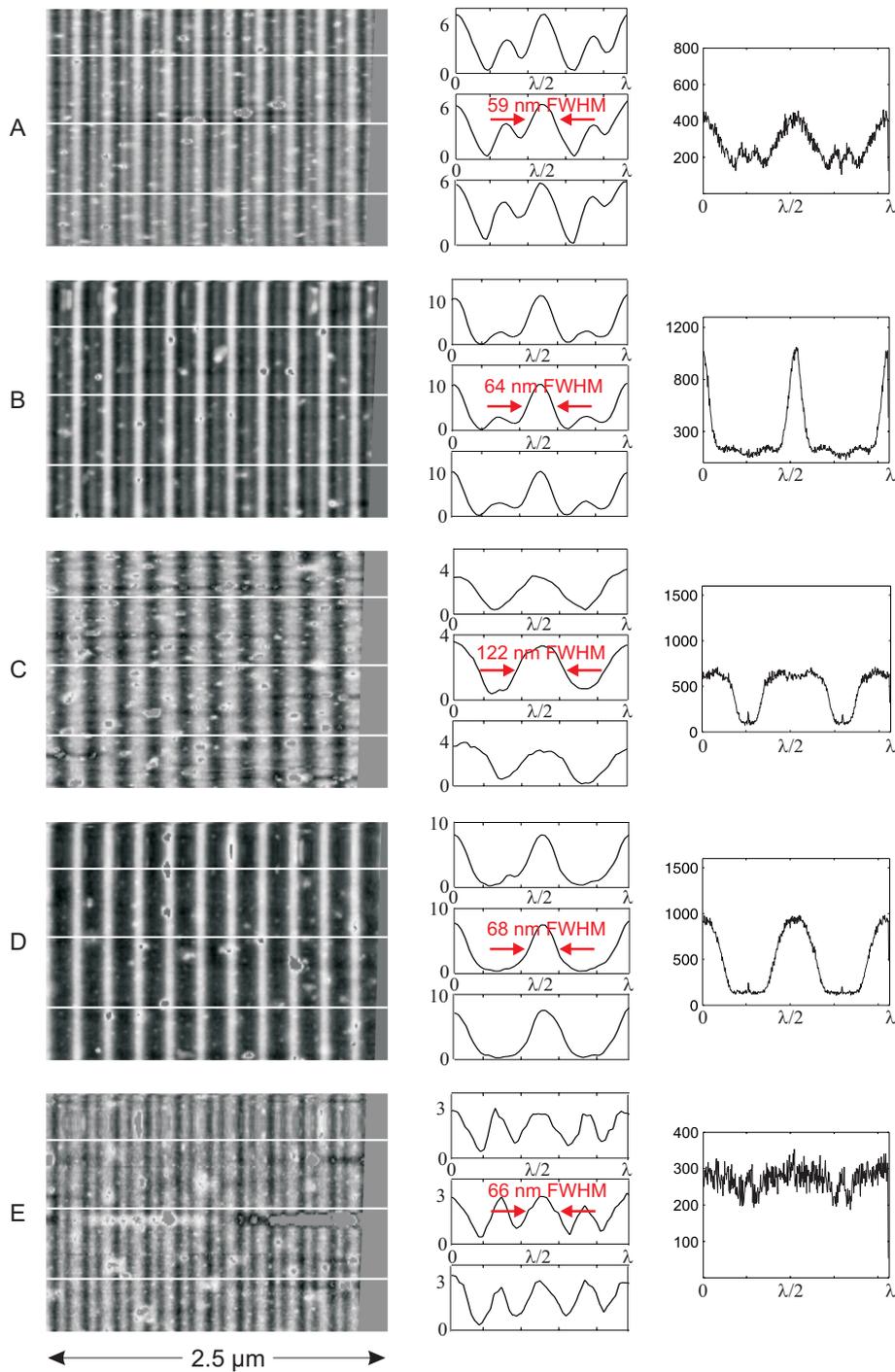


Abbildung 4.6.: Dargestellt sind Aufnahmen an speziellen Stellen A bis E der Probe 2 (siehe Abbildung 4.5). Die weißen Querstreifen bezeichnen die Position an denen die rechts gezeigten Schnitte gemacht wurden. Die Schnitte (mittlere Spalte, Höhe in nm) entstammen einem zentralem Bereich des Bildes. A und E zeigen deutlich $\lambda/4$ Strukturen, B $\lambda/4$ Strukturen mit sehr schmalen Linien (64 nm (FWHM)). Bild D hat schmale (68 nm (FWHM)) $\lambda/2$ Linien. C ist ein Bild aus der Mitte des Gaußprofils und zeigt wegen der Überfokussierung sehr breite Linien (122 nm (FWHM)). Die rechte Spalte (Höhe in willkürlichen Einheiten) zeigt Schnitte erster Simulationsergebnisse an entsprechenden Stellen, die qualitativ sehr gut mit den AFM-Schnitten übereinstimmen.

seiner Anharmonizität sehr unterschiedliche Fokussierzeiten hat. Für zu große Sättigungen, also im Zentrum des Gaußprofils, haben die allermeisten Atome das Minimum bereits weit vor dem Substrat erreicht. Diese Atome machen einen nicht-adiabatischen Übergang in den anderen dressed state und entfernen sich somit wieder vom Minimum. Somit treten in diesem Bereich keine $\lambda/4$ Strukturen auf (Abbildung 4.4, Bild C). Für das Entstehen von $\lambda/2$ Strukturen in den weiter außen gelegenen Bereichen des Gaußprofils ist das obere Potential verantwortlich, da das untere Potential hier unterfokussiert. Zwar machen alle Atome des oberen Potentials, die das Minimum vor dem Substrat erreichen, einen nicht-adiabatischen Übergang und entfernen sich dann vom Minimum des oberen Potentials, jedoch gibt es ausreichend Atome, die das Minimum in dem Bereich erreichen, in dem sich das Substrat befindet. Eine genauere Betrachtung der nicht-adiabatischen Übergänge erfolgt in Abschnitt 4.3 durch eine Simulation, die diese und weitere Parameter, die die Struktur beeinflussen, berücksichtigt.

Bei Probe 2 befindet sich das Substrat $35 \mu\text{m}$ hinter dem Zentrum des Gaußprofils, also $10 \mu\text{m}$ weiter als Probe 1. Qualitativ treffen hier die selben Aussagen über die Strukturen (vgl. Abbildung 4.5) wie bei Probe 1 zu und werden daher nicht noch einmal beschrieben. Jedoch befinden sich hier die Aufnahmen mit der optimalen Fokussierung des unteren Potentials etwa $19 \mu\text{m}$ vom Zentrum des Gaußprofils entfernt. Die an dieser Stelle herrschende Sättigung von etwa $0.255 \cdot S_m$ führt zu einer Fokussierung der Atome (Abbildung 4.6, Bilder B und D) durch das harmonische Potential nach $32 \mu\text{m}$, dies passt sehr gut zu dem Substratabstand von $35 \mu\text{m}$. Auch hier ist für die Erklärung, warum $\lambda/4$ Strukturen nur über einen sehr kleinen Bereich auftreten, eine Simulation notwendig, die nicht-adiabatische Übergänge berücksichtigt.

4.3. Simulation der Deposition auf Resonanz

Für eine Simulation der Strukturverteilung auf dem Substrat muss die bisherige Simulation erweitert werden. Pro Durchlauf der Simulation werden die Trajektorien für 500 Atome berechnet. Das Quadrat des Clebsch-Gordan-Koeffizienten, der die Rabifrequenz und damit Potentialhöhe beeinflusst, wird zufallsbestimmt mit gleicher Wahrscheinlichkeit für jeden Koeffizienten. Mit diesem Koeffizienten starten alle Atome eines Durchlaufs. Die Atome werden auf das Intervall $[-\lambda, \lambda]$ zufallsverteilt, damit ist die Anfangsposition x_0 des Atoms bestimmt. Die Anfangsgeschwindigkeit v_0 ergibt sich zufällig aus einer der Divergenz von 1 mrad FWHM entsprechenden Normalverteilung. Diese Anfangsbedingungen werden für die Propagation eines Atoms pro dressed state verwendet. Es werden mit zwanzig verschiedenen Sättigungen insgesamt 200 Durchläufe der Simulation durchgeführt. Für beliebige z -Position wird aus den Trajektorien ein Histogramm erstellt. Dieses gibt die Atomverteilung auf einem Substrat an der Position z wieder. Nicht berücksichtigt wird die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung der Atome, diese würde zu einer leichten Ausschmierung der Strukturen führen.

Nicht-adiabatische Übergänge werden berücksichtigt, indem das Vorzeichen des Potentials, und damit der dressed state, gewechselt wird, sobald die nach jedem Zeitschritt der Simulation berechnete nicht-adiabatische Übergangswahrscheinlichkeit größer ist als 0.3. Das Atom propagiert nach einem solchem im Zustand des unteren Potentials weiter. In Abbildung 4.7 ist deutlich erkennbar, dass jedes Atom des oberen Zustandes einen nicht-adiabatischen Übergang macht, wenn es das Potentialminimum erreicht. Nach dem Zustandswechsel bewegen sich die Atome vom Minimum des oberen Potentials fort.

4. Simulation und Ergebnisse der Deposition auf Resonanz

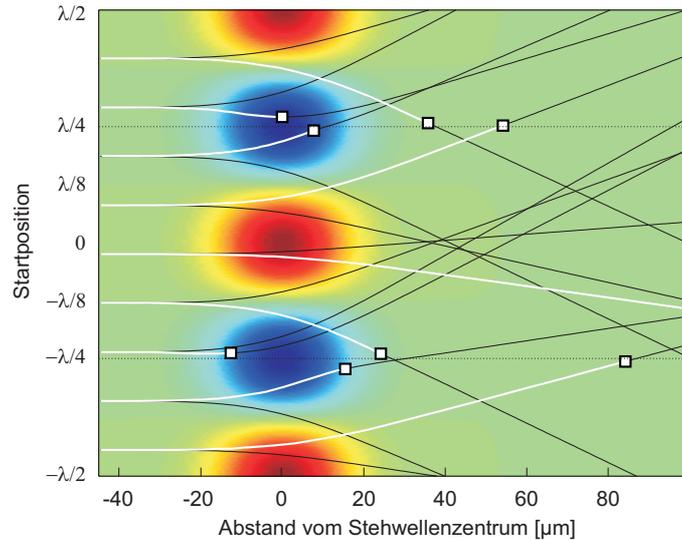


Abbildung 4.7.: Trajektorien mit Berücksichtigung nicht-adiabatischer Übergänge. Die Intensitätsmaxima der Stehwelle (bei 0 und $\pm\lambda/2$) sind rot dargestellt, die Minima (bei $\pm\lambda/4$) blau. Der gaußförmige Intensitätsverteilung der Stehwelle in z -Richtung wird durch den Farbverlauf wiedergegeben. Trajektorien von Atomen im oberen Zustand sind weiß, die im unteren Zustand schwarz dargestellt. Nicht-adiabatische Übergänge werden durch die Kästchen gekennzeichnet. Jedes mal wenn ein Atom im oberen Zustand in den Bereich des Intensitätsminimums (gestrichelte Linie) kommt, geschieht ein Zustandswechsel durch einen solchen Übergang.

Erste Ergebnisse der Simulation

Um die Simulation mit dem Experiment vergleichbar zu machen, wurden die einzelnen Durchläufe der Simulation für verschiedene Sättigungen in demselben Bild dargestellt, indem für jede Sättigung die Atomverteilung für einen bestimmten Abstand y gezeigt wird. Abbildung 4.8 zeigt einen Vergleich zwischen experimenteller und simulierter Atomverteilung für ein Substrat, das sich $35\ \mu\text{m}$ vom Stehwellenzentrum entfernt befindet. Sehr gut ist in beiden Darstellungen der Bereich zu erkennen, in dem das harmonische Potential gut fokussiert. Dieser Bereich stimmt bei beiden in Position und Ausdehnung gut überein. Der anschließende Bereich, in dem $\lambda/4$ Strukturen entstehen, ist für Experiment und Theorie qualitativ erkennbar.

Der Vergleich von Schnitten durch die experimentelle und die simulierte Atomverteilung (Abbildung 4.4 und 4.6) zeigt eine gute Übereinstimmung in den Positionen an denen $\lambda/2$ Strukturen entstehen. Die Positionen, an denen $\lambda/4$ Strukturen zu erwarten sind, stimmen qualitativ überein, dasselbe gilt für die Strukturbreiten. Quantitative Aussagen über die Strukturbreiten und die $\lambda/4$ Strukturen erfordern weitergehende Untersuchungen.

Durch Simulation der Trajektorien der Atome, die durch die in y, z -Richtung gaußförmige Stehwelle fokussiert werden, entsteht eine Atomverteilung, mit deren Eigenschaften die AFM-Aufnahmen des Experiments erklärbar sind. Das Auftreten von $\lambda/2$ Strukturen und in anderen Bereichen $\lambda/4$ Strukturen ist auf die unterschiedlichen Fokussiereigenschaften der beiden Potential zurückzuführen. Die Auswirkung dieser auf die erhaltenen Strukturen erkennt man in den simulierten Atomverteilungen in Übereinstimmung mit dem Experiment.

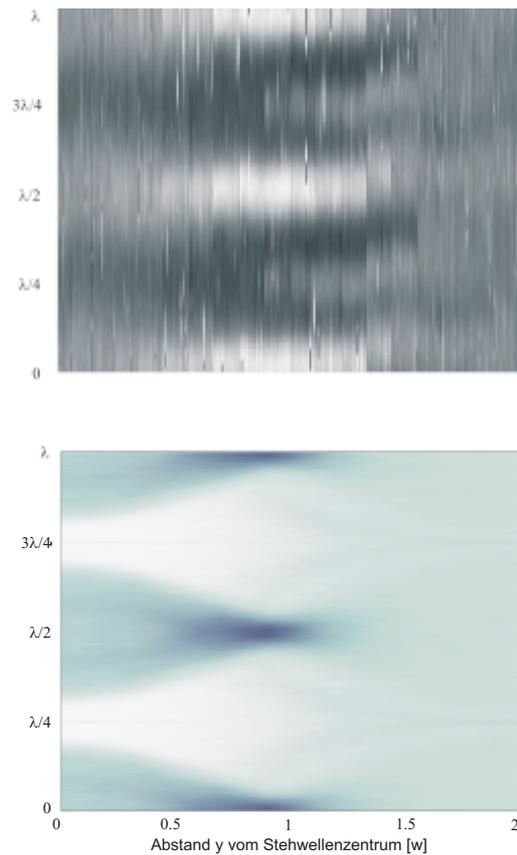


Abbildung 4.8.: Vergleich von Ergebnissen des Experiments und der Simulation. Oben ist ein Ausschnitt aus Abbildung 4.3 dargestellt (hell: viele Atome), unten ein entsprechender Ausschnitt aus der simulierten Atomverteilung (dunkel: viele Atome). Der Bereich in dem das untere Potential U^- gut fokussiert, liegt in beiden Fällen in etwa bei demselben Abstand vom Zentrum der Stehwelle. In beiden Atomverteilungen erkennt man auch einen Bereich, in dem $\lambda/4$ Strukturen entstehen.

4. *Simulation und Ergebnisse der Deposition auf Resonanz*

5. Die Ultrahochvakuum-Depositionskammer

Die bisher verwendete Hochvakuumkammer erlaubte ein Aufwachsen der Chromstrukturen bestenfalls bei einem Druck im niedrigen 10^{-6} mbar Bereich. Untersuchungen der gewachsenen Strukturen mit Hilfe der Photoelektronenspektroskopieanalyse (XPS) zeigten [Mer99], dass der Anteil von Chrom in den Strukturen lediglich 15 % beträgt. Besonders stark vertreten sind Sauerstoff und Kohlenstoff. Eine mögliche Quelle für den hohen Kohlenstoffanteil ist die Verunreinigung durch Pumpenöl, während Sauerstoff besonders als Oxidschicht auf dem Siliziumsubstrat auftritt. Bei der Verwendung ölfreier Pumpen sollte sich der Kohlenstoffanteil reduzieren. Jedoch selbst bei deutlich niedrigeren Drücken (10^{-8} mbar) beträgt der Anteil von Fremdatomen in den Strukturen immer noch etwa 50 % [Jur].

Will man möglichst reine Strukturen produzieren, so muss dies daher im Ultrahochvakuum (UHV) geschehen. Mit der im Rahmen dieser Diplomarbeit entworfenen und aufgebauten Depositionskammer soll das Aufwachsen der Chromstrukturen bei einem Druck von 10^{-10} mbar ermöglicht werden. Hierzu sind jedoch spezielle Techniken notwendig, auf die in diesem Kapitel eingegangen wird.

Saubere Chromstrukturen ermöglichen eine Verbindung der Atomlithographie mit Techniken der Festkörperphysik. Dazu besteht eine Zusammenarbeit mit der Molekularstrahl-epitaxie (MBE) - Anlage der AG Schatz. In dieser werden ferrimagnetische CrPt₃-Strukturen untersucht, auf diese und die Perspektiven der Zusammenarbeit wird in Abschnitt 6.1 eingegangen. Dazu ist jedoch ein Probenaustausch unter Hochvakuum-Bedingungen nötig. Dies wurde bei der Konzeption der neuen Depositionskammer berücksichtigt.

5.1. Besonderheiten eines Ultrahochvakuumsystems

Mehr noch als bei einem Hochvakuumsystem hat man bei einem Ultrahochvakuumsystem darauf zu achten, woher Gase und Verunreinigungen kommen. Diese sind dann durch entsprechende Wahl der Materialien, Komponenten, Bearbeitungs- und Reinigungsprozesse zu verringern. Mögliche Quellen für Gase und Dämpfe sind [O'H80]:

- Permeation
- Diffusion
- Desorption
- Verdampfung
- Rückströmung von Gasen aus der Pumpe
- reale und virtuelle Lecks.

5. Die Ultrahochvakuum-Depositionskammer

Als *Permeation* bezeichnet man das Eindringen von Gasen von außen durch die Wand, als *Diffusion* das Eindringen von Gasen aus der Wand. Wegen der geringen Größe dringt besonders gerne Wasserstoff ein. Beide Prozesse können durch Ausgasen der Materialien bei der Herstellung verhindert werden, dies geschieht durch Aufheizen des Materials, bei Edelstahl beispielsweise bis zu 1000 °C. Bei der *Desorption* lösen sich Gase und Dämpfe von der Innenseite der Kammer ab, Hauptquelle dieser ist Luft, die sich vor dem Abpumpen der Kammer dort absetzt. Durch das Anlagern von Gasen verringert die Oberfläche ihre Oberflächenenergie. Diese Bindungen müssen chemisch oder thermisch aufgebrochen werden um die Oberfläche zu reinigen. Bei der *Verdampfung* bildet sich über der Oberfläche Dampf. Es stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht ein zwischen den Teilchen, die aus der festen in die Dampfphase übergehen, und denen, die kondensieren.

Man kann den Gas- und Dampfeintrag in das Vakuum aus obigen vier Gründen stark reduzieren, indem man die gesamte Kammer ausheizt. Dabei wird mit stromdurchflossenen Heizbändern die Kammer im Hochvakuum auf 150 °C bis 450 °C, je nach verwendeten Materialien, erhitzt. Das dynamische Gleichgewicht wird gebrochen, mehr Teilchen lösen sich von den heißen Oberflächen als Teilchen daraufgelangen, und die freien Teilchen können nun abgepumpt werden [Koh67]. Auf diesem Weg erhält man deutlich schneller sehr niedrige Drücke als ohne Ausheizen. Beim Ausheizen ist darauf zu achten, dass die Temperaturänderungen langsam geschehen, da sonst besonders innerhalb von Gläsern oder an deren Verbindungsstelle mit Metall zu große Spannungen auftreten.

Gase können entgegen der Pumpströmung in das Vakuum zurückgelangen, wenn beispielsweise die Pumpe zum Abpumpen dieser Gase nicht geeignet ist. So können viele Ionengetterpumpen Argon nicht pumpen, da dieses chemisch inaktiv ist und somit die Adhäsionskräfte an den Pumpenflächen sehr gering sind. Reale Lecks können unter anderem durch unsaubere Dichtungen oder porös gewordenem Material entstehen. Aus diesem Grund achtet man darauf, dass die Materialien sehr arm an Sauerstoff sind, denn wenn sich dieser mit in das Material eindiffundierendem Wasserstoff zu Wasser verbindet, kann dieses beim Ausheizen der Kammer expandieren und winzige Risse entstehen lassen [O'H80]. Unter virtuellen Lecks versteht man Luft, die in Hohlräumen wie Sacklöchern unter Schrauben oder zwischen ebenen Flächen in der Kammer gefangen ist und sehr langsam aus diesen hervortritt. Daher sind die Pumpzeiten bis zu sehr niedrigen Drücken extrem lang. Verhindern kann man virtuelle Lecks durch saubere Schweißnähte auf der Vakuuminnenseite, Einkerbungen oder Durchbohren von Schrauben, Kerben in aufeinanderliegenden glatten Flächen oder das Verbinden von Hohlräumen durch hinreichend große Löcher mit dem Vakuum.

Aus diesen Möglichkeiten der Verunreinigung des Vakuums ergibt sich schon eine Reihe von Bedingungen an geeignete Materialien [Wut90]. Sie müssen mechanisch sehr stabil gegenüber dem Druckunterschied zwischen Innen- und Außendruck sein, da sie einer Belastung von 10335 kg/m² standhalten müssen. Weiter muss der Dampfdruck gering sein, um Verunreinigung durch Verdampfung zu verringern und das Material sollte wenig Fremdatome enthalten, dies reduziert den Eintrag durch Diffusion. Speziell für das Ultrahochvakuum benötigt man wegen des Ausheizens Materialien, die bis zur Ausheiztemperatur stabil sind, dadurch sind Polymere wie Gummidichtungen und Weichmetalle wie Zinn nicht verwendbar.

Als Standard für den Bau von Vakuumanlagen hat sich der kaum magnetisierbare 304 oder der noch weniger magnetische 316 Edelstahl¹ entwickelt, der alle obigen Anforderungen hervorragend erfüllt und sehr gut bearbeitbar ist. Ultrahochvakuum-taugliches nicht-lösbares

¹Stahlspezifikation der AISI (American Iron and Steel Institute)

5.2. Die Kammer und das Probentransfersystem

Zusammenfügen von Edelstahlbauteilen geschieht durch Hartlöten oder Schweißen, dabei ist darauf zu achten, dass die Schweißnaht innen liegt, da sonst virtuelle Lecks entstehen können. Ebenso ist es nötig, dass für das Hartlöten ein Füllmaterial verwendet wird, das nicht ausgast und bis zur Ausheiztemperatur beständig ist. Sowohl beim Hartlöten wie auch beim Schweißen sind Einschlüsse von Fremdatomen zu vermeiden.

Lösbare Verbindungen werden durch sogenannte CF-Flansche² realisiert. Als Dichtung zwischen den Flanschen verwendet man sauerstofffreie Kupferringe (OFHC-Kupfer), da nur Metall den hohen Ausheiztemperaturen standhält und lediglich geringe Mengen an Gas abgibt. Abdichtung geschieht durch das Verformen des Ringes, indem das Kupfer durch Druckeinwirkung zum Fließen gebracht wird. Die dazu notwendige hohe Kraft, bei Kupfer 2000 N pro Zentimeter Dichtungslänge [Wut90]), wird durch Schneiden aufgebracht, die beim Zusammenfügen der Flansche mittels Schrauben in den Kupfering einschneiden und diesen lokal zerfließen lassen.

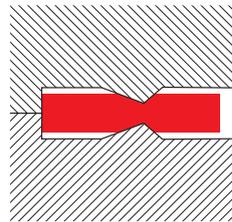


Abbildung 5.1.: CF-Flansch. Schraffiert sind die zu verbindenden Flansche dargestellt, dazwischen befindet sich der Kupfering.

Zum Erzeugen von Ultrahochvakuum werden verschiedenartige Pumpen (wie Turbomolekular-, Sublimations- oder Kryopumpe) verwendet, hier soll nur auf die im Experiment verwendete Ionengetterpumpe eingegangen werden. Diese hat den Vorteil, dass sie wegen ihrer nicht-mechanischen Funktionsweise keinerlei Vibrationen in das System hineinträgt. Auf einer Titan-Anode wird durch Sputtern ein sauberer Titan-Film erzeugt auf dem Gase wie Stickstoff und Sauerstoff haften bleiben. Edelgase dagegen haften sehr schlecht, daher ist die Pumpwirkung für diese sehr gering. Durch spezielle Form der Anode, wie bei der Starcell-Konfiguration von Varian, erreicht man zufriedenstellendere Pumpleistungen. Dabei werden die Edelgasatome unter einer Schicht des freigesetzten Titan an den Wänden der Pumpe oder an der Anode begraben und somit aus dem Vakuum entfernt.

5.2. Die Kammer und das Probentransfersystem

In der Depositionskammer werden die Chromnanostrukturen erzeugt. Folglich benötigt man einen optischen Zugang für das Licht, das die Stehwelle bildet, einen Zugang für den Chromstrahl und einen für die Ionengetterpumpe, die das Ultrahochvakuum erzeugt. Nach der Deposition sollen die Proben in eine Transferkammer überführt werden, damit das Vakuum in der Hauptkammer nicht gebrochen werden muss. Daher benötigt man weitere Zugänge, insgesamt sind fünf Zugänge notwendig. Die preisgünstigste Möglichkeit wäre, aus erhältlichen Flanschen samt Rohr eine Kammer zusammenzuschweißen, davon wurde jedoch abgesehen, da ein von der Werkstatt hergestellter DN100 Würfel aus 316 Edelstahl kompakter ist. Bei

²”ConFlat”, Fa. Varian, mittlerweile standardisiert

5. Die Ultrahochvakuum-Depositionskammer

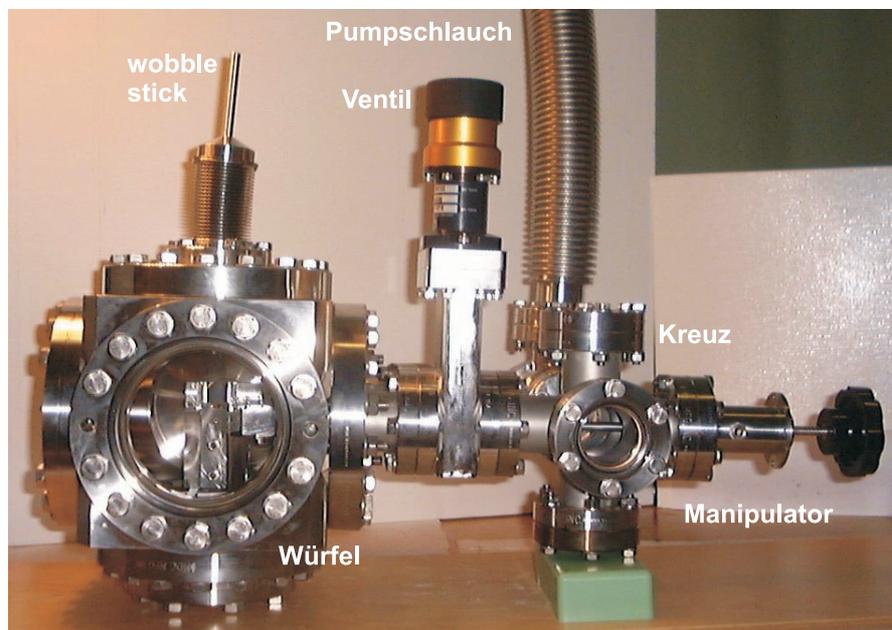
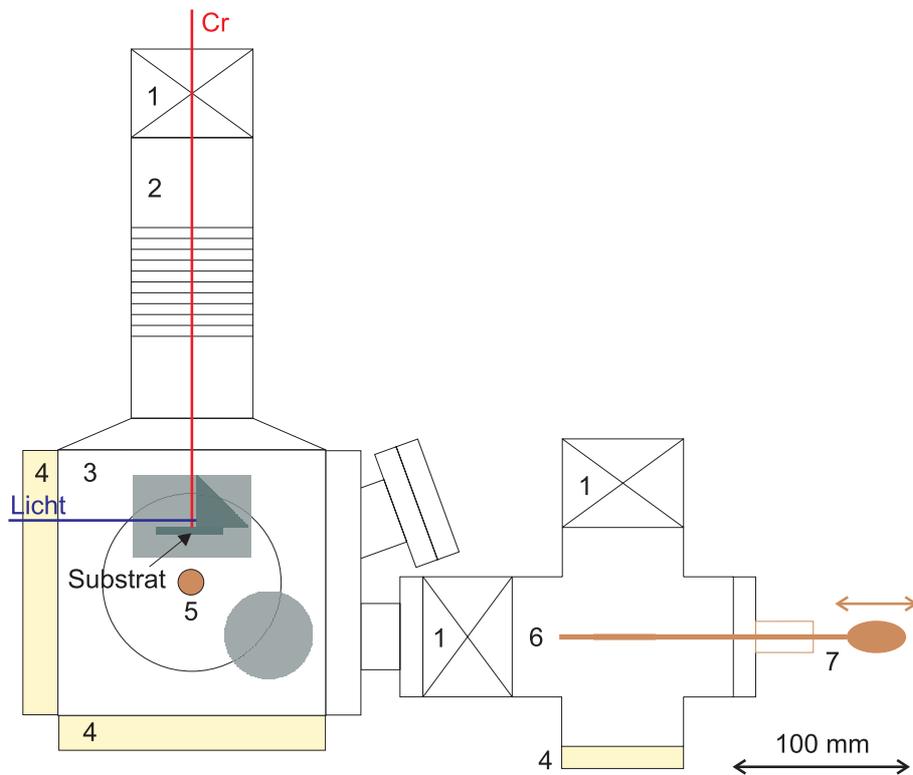


Abbildung 5.2.: UHV-Depositionskammer. In der Aufsicht: 1 Ventil. 2 Wellenschlauch. 3 Würfel. 4 Schauenster. 5 wobble stick. 6 Kreuz. 7 Manipulator. Nichtbezahlte Bauteile kennzeichnen Blind- oder Adapterflansche. Innerhalb des Würfels ist die Position von Prismahalter und Drehfuß angedeutet.

5.2. Die Kammer und das Probentransfersystem

diesem befinden sich die Flansche erheblich näher am Innenraum als bei einem Kreuz. Unter dem Würfel befindet sich die Ionengetterpumpe³, diese ist durch ein grobes Metallgitter vor eventuell herunterfallenden Proben geschützt. Der Zugang des Chromstrahls wird durch einen Wellschlauch⁴ realisiert, dieser ermöglicht eine Positionsveränderung der Probe relativ zu Atomstrahl und Stehwelle (siehe Abschnitt 5.4.2). Hinter diesem befindet sich ein Ultrahochvakuumventil, das die Hochvakuum-Ofenkammer und die Depositionskammer trennt. Durch ein Schaufenster kann man in die Kammer hineinsehen, ebenfalls soll hierdurch ein HeNe-Justierlaser eintreten. Zwischen beiden Flanschen befindet sich ein weiteres Schaufenster, hier gelangt der Laser, der die Stehwelle erzeugt, in das Vakuum.

5.2.1. Die Probe: vom Aufdampfen bis zum Austausch und Untersuchung

Welche Erfordernisse bestimmen den Innenaufbau der Kammer und den Probenaustausch? Die Stehwelle und die Probe, die sich auf einem Probenhalter befindet, müssen senkrecht zum Atomstrahl stehen und der Probenhalter darf während der Deposition nicht im Halter wackeln, da dies zu Strukturverbreiterung bis hin zu vollkommen ausgewaschenen Strukturen führt. Auch aus diesem Grund wird ein Wellschlauch zur Anbindung an die Ofenkammer verwendet, da hierdurch die Vibrationen dieser als eine Folge der sich dort befindlichen Turbomolekular- und Vorpumpen abgemildert werden (bisher wurde die Schwingungsdämpfung durch einen speziellen Halter erreicht [Web95]). Die Probenhalter wurden aus Molybdän angefertigt, dieses ist sehr stabil und bis zu sehr hohen Temperaturen beständig. Die Probenhalter sind identisch mit denen der Molekularstrahlepitaxie-Anlage was einen Austausch gewährleistet.

Oben genannte Anforderungen werden durch einen aus Edelstahl angefertigten Prismahalter erfüllt (siehe Abbildung 5.3). Das Prisma ist auf einem Absatz angebracht. Ein Einschub in

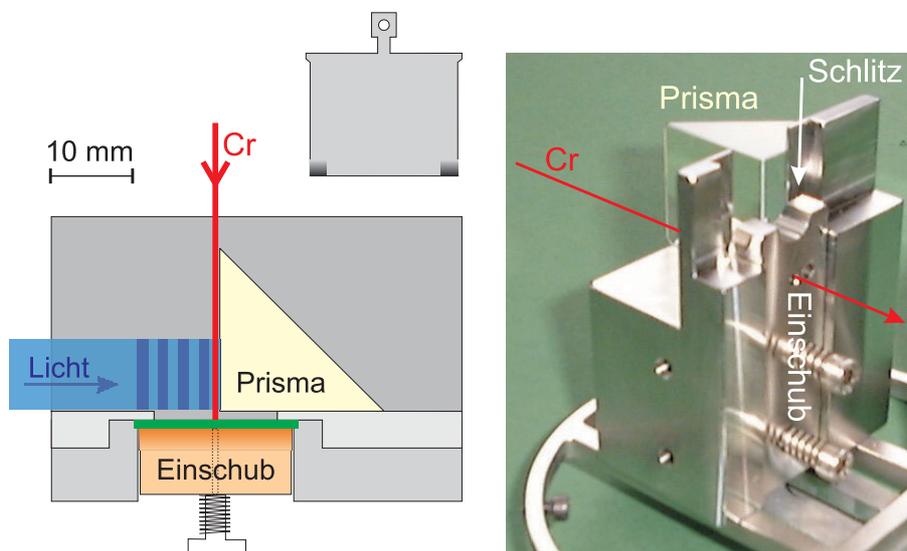


Abbildung 5.3.: Prismahalter. Die Aufsicht zeigt das Prisma und den Einschub, der den Substrathalter gegen die Führung drückt. Der Substrathalter ist über dem Prismahalter dargestellt.

³Fa. Varian, VacIon Plus 55 Starcell

⁴Fa. Caburn-MDC, wie alle anderen UHV-Bauteile außer dem Würfel

5. Die Ultrahochvakuum-Depositionskammer

dem Halter dient zum Festklemmen der Proben. Diese werden von oben zwischen den Halter und den Einschub gesteckt, der über zwei Federn an den Halter gepresst wird. Der Anpressdruck lässt sich durch zwei Schrauben regulieren, diese verändern die Anfangsausdehnung der Federn. Die Probenhalter werden zur Deposition in dem Schlitz nach unten geschoben bis ihre Vorsprünge aufsitzen. In dieser Position befindet sich die Probe genau an der Stelle des Lochs im Einschub, das heißt der Atomstrahl trifft auf die Probe, und der Einschub drückt den Probenhalter stark genug gegen den Prismahalter, dass ein Wackeln des Probenhalters verhindert wird.

Nach der Deposition muss der Probenhalter in ein Magazin umgesetzt werden, dieses hat Platz für mehrere Probenhalter (siehe Abbildung 5.4). Dadurch können mehrere Depositio-

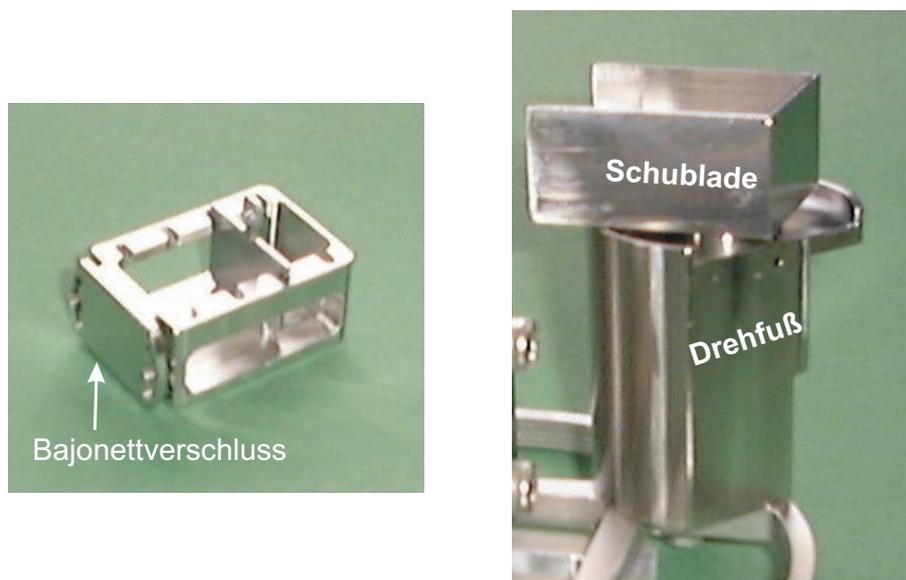


Abbildung 5.4.: Links: Magazin mit vier Steckplätzen. Rechts: Schublade und Drehfuß

nen nacheinander gemacht werden. Das Umsetzen geschieht durch einen sogenannten "wobble stick", dies ist ein faltenbalggedichteter Metallstab, der in einem Winkel von $\pm 30^\circ$ über 57.2 mm entlang der Achse frei bewegt werden kann. An diesem ist ein Haken angebracht mit dem man einen Probenhalter aus dem Magazin ziehen, in den Schlitz hinabdrücken und anschließend wieder in das Magazin zurücksetzen kann.

Die Probentransportkammer mit der die Proben zur Molekularstrahlepitaxie-Anlage gebracht werden, kann aus Platzgründen nur an einer Stelle angeflanscht werden. Dies würde jedoch bewirken, wenn das Magazin in der Position, in der es gefüllt wurde, herausgeholt wird, dass sich die Proben auf der falschen Seite des Probenhalters befinden damit diese in der MBE-Anlage weiter bearbeitet werden können. Daher ist es nötig, die Probenhalter um 180° zu drehen was durch Drehung des gesamten Magazins geschieht.

Bevor jedoch ein Probenaustausch stattfinden kann, soll zunächst die Deposition von Chromatomen durch dissipative Lichtmasken (siehe Abschnitt 6.1) realisiert werden. Dazu ist kein Anflanschen der Probentransportkammer nötig, weil die Untersuchung der entstandenen Proben mit dem Atomkraftmikroskop an Luft stattfindet. Für diese Untersuchungen ist ein möglichst großes Magazin wünschenswert wodurch eine große Anzahl von direkt aufein-

anderfolgenden Depositionen ermöglicht wird. Damit dieses durch den Flansch passt, wird es nur um 90° gedreht. Es enthält Steckplätze für vier Probenhalter, während in das Magazin für den Austausch mit der anderen Anlage nur zwei Probenhalter passen. Die Drehung der Magazine geschieht durch Drehung einer Art Schublade auf einem Sockel, indem die Schublade, in der sich das Magazin befindet, vorsichtig mit dem wobble stick durch Drücken gedreht wird. Die Schublade ist notwendig, weil Drehung und Herausziehen des Magazins nicht durch ein einziges Bauteil realisiert werden kann. Alle Bauteile des Vakuuminnenraums bestehen aus Edelstahl.

Der Prismahalter und der Sockel für das Magazin befinden sich auf Streben eines dünnen Metallrings, der gegen den Flansch an dem die Pumpe hängt, verschraubt ist. Die Verbindung zur Transferkammer wird mit einem von der Werkstatt speziell angefertigten Flansch gewährleistet. Bei diesem wurden in einen Blindflansch links und rechts der Mitte zwei Löcher gebohrt an die jeweils ein Flansch angeschweißt wurde. Einer der Flansche ist durch einen Blindflansch abgeschlossen, kann jedoch später für elektrische oder andere Durchleitungen dienen. Durch den anderen Flansch kann das Magazin mit Hilfe eines Manipulators aus dem Würfel herausgezogen und in ein Sechsfachkreuz, das als Transferkammer dient, überführt werden. Am Kopf des Manipulators befindet sich ein Bajonettverschluss, der über zwei Stifte am Magazin gesteckt und dann durch Drehen verriegelt wird. Die Vakua in Würfel und Kreuz sind durch ein Ventil voneinander abtrennbar.

Ist das Magazin in das Kreuz gezogen, so können die Probenhalter direkt durch Öffnen eines Flansches nach dem Belüften herausgeholt werden. Die andere Möglichkeit ist das Anflanschen der Probentransportkammer bevor das Magazin aus dem Würfel herausgezogen wird. Nachdem das Kreuz evakuiert wurde, kann das Ventil geöffnet und das Magazin für den Probenaustausch in das Kreuz gezogen werden. Der Manipulator der Transportkammer koppelt dann im Kreuz an das Magazin an und der Manipulator des Kreuzes ab. Nun kann das Magazin in der Transportkammer an die MBE-Anlage gebracht werden.

Das Belüften des Kreuzes geschieht über einen speziellen Flansch mit einem kleinen seitlichen Ventil. Hinter diesem Flansch befindet sich ein Ventil und ein Wellschlauch über den eine Turbomolekularpumpe mit einer ölfreien Vorpumpe das Kreuz auf Hochvakuum abpumpen kann.

5.3. Aufbau und erstes Ultrahochvakuum

Bevor die bestehende Vakuumanlage umgebaut und die Ultrahochvakuumkammer angeschlossen wird, erschien es ratsam, diese auf Dichtheit zu prüfen und sicherzustellen, dass ein Probenaustausch wie geplant möglich ist. Daher wurde die Kammer getrennt von der bestehenden Anlage aufgebaut.

Wie bereits beschrieben, sind für möglichst kurze Abpumpzeiten saubere Oberflächen dringend notwendig. Speziell bei den in der Werkstatt angefertigten Teilen (Würfel, Prismahalter, Magazin samt Drehvorrichtung, Befestigungsring, Bajonettverschluss am Manipulator sowie der zusammengeschweißte Flansch) musste davon ausgegangen werden, dass diese durch Schmieröle stark verschmutzt sind. Daher wurden diese zunächst mit Aceton, später mit Methanol, gründlich gespült oder in ein Ultraschallbad gegeben und ausgewischt. Durch chemische Reaktion der Reinigungsmittel mit organischen Stoffen wie Schmieröle und Fette werden diese wasserlöslich und durch Spülen mit destilliertem Wasser entfernbar. Bei den industriell gefertigten Teilen wurden lediglich die Innenflächen und besonders die Schneidkanten

5. Die Ultrahochvakuum-Depositionskammer

mit Aceton gereinigt.

Beim Aufbau der Innenkammer war darauf zu achten, dass das Magazin durch den Manipulator herausziehbar ist und dass sich das Loch im Prismahalter, durch das der Chromstrahl treten soll, möglichst in der Flanschmitte befindet. Zum Anziehen der Schraubverbindungen zwischen den Flanschen wurde ein Drehmomentschlüssel verwendet, nur dadurch ist gleichmäßiges Anziehen der einzelnen Schrauben möglich.

Nach erfolgtem Zusammenbau wurde die Kammer auf Vakuumdichtheit getestet indem an den zukünftigen Verbindungsstellen zur Ofenkammer Blindflansche angebracht wurden. Dazu wurde ein Lecksucher⁵ angeschlossen dessen ölfreie Pumpen die Kammer evakuierten. Zum Lecksuchen wird auf die zu testenden Flanschverbindungen von außen Helium gegeben. Da dieses sehr leicht durch die Materialien hindurchdringt, gelangt es in die Kammer und dann in den Lecksucher. In diesem befindet sich ein Massenspektrometer, das die Menge des eintreffenden Heliums registriert. Auf diesem Weg wurde die Dichtheit aller Verbindungen auf besser als einige 10^{-10} mbar · l/s, meist 10^{-11} mbar · l/s festgestellt.

Nun wurden eine ölfreie Vorpumpe und eine Turbomolekularpumpe angeschlossen, die die Kammer soweit evakuierten, dass die Ionengetterpumpe gestartet werden konnte, dies geschah bei einem Druck von 10^{-6} mbar. Anschließend erreichte die Kammer innerhalb einiger Stunden niedrige 10^{-7} mbar, dann wurde die Kammer ausgeheizt. Dazu hüllt man die Kammer in Aluminiumfolie ein, dies bewirkt ein gleichmäßigeres Aufheizen der Kammer. Ein Thermofühler maß die Temperatur der Kammer während ein weiterer am Flansch des Manipulators sicher stellte, dass dieser nicht über 150 °C erhitzt wurde, was dessen Gummi-O-Ringdichtungen geschadet hätte. Die Kammer wurde mit einem Heizband umwickelt, über den Stromfluss steuert man die Temperatur. Bei langsam gesteigerter Temperatur pumpte die Turbomolekularpumpe die anfallenden Gase ab, dabei war die Ionengetterpumpe mit abgenommenem Magneten abgeschaltet. Nach Erreichen der Maximaltemperatur von 185 °C , die über vier Stunden gehalten wurde, wurde die Kammer langsam abgekühlt und die Ionengetterpumpe bei $1\cdot 10^{-7}$ mbar in Betrieb genommen (Abbildung 5.5). Nach vier Stunden Pumpzeit erreichte die Kammer einen Druck von $9\cdot 10^{-10}$ mbar und 24 Stunden später $5\cdot 10^{-10}$ mbar. Zur Druckmessung im Ultrahochvakuumbereich wurde lediglich der Ionisationsstrom der Ionengetterpumpe verwendet. Dies liefert nur eine ungefähre Größenordnung, daher kann der Druck durchaus im Bereich von 10^{-11} mbar liegen.

5.4. Anschluss an die Hochvakuum-Ofenkammer

5.4.1. Anbindung an das Vakuum - differentielle Pumpstufe

Nach Abschluss der Experimente zur Deposition von Chromatomen bei der die Stehwelle auf Resonanz des Atoms ist (siehe Abschnitt 4), wurde die Ultrahochvakuumkammer an die Ofenkammer angeflanscht. Dabei tritt das Problem auf, dass bei zwei verbundenen Kammern unterschiedlichen Drucks sich dieser ausgleicht. Mit Hilfe einer differentiellen Pumpstufe, die auf die Leistung der Ionengetterpumpe ausgelegt ist, gelingt es, diesen Vorgang zu unterbinden. Um die Wirkung dieser zu verstehen, soll zunächst auf die Strömung von Gasen innerhalb von Rohren eingegangen werden, dabei werden der Vollständigkeit halber die unterschiedlichen Strömungsarten klassifiziert.

Abweichend von den an anderen Stellen in dieser Arbeit verwendeten SI-Einheiten m, m³

⁵Fa. Pfeiffer, "QualyTest"

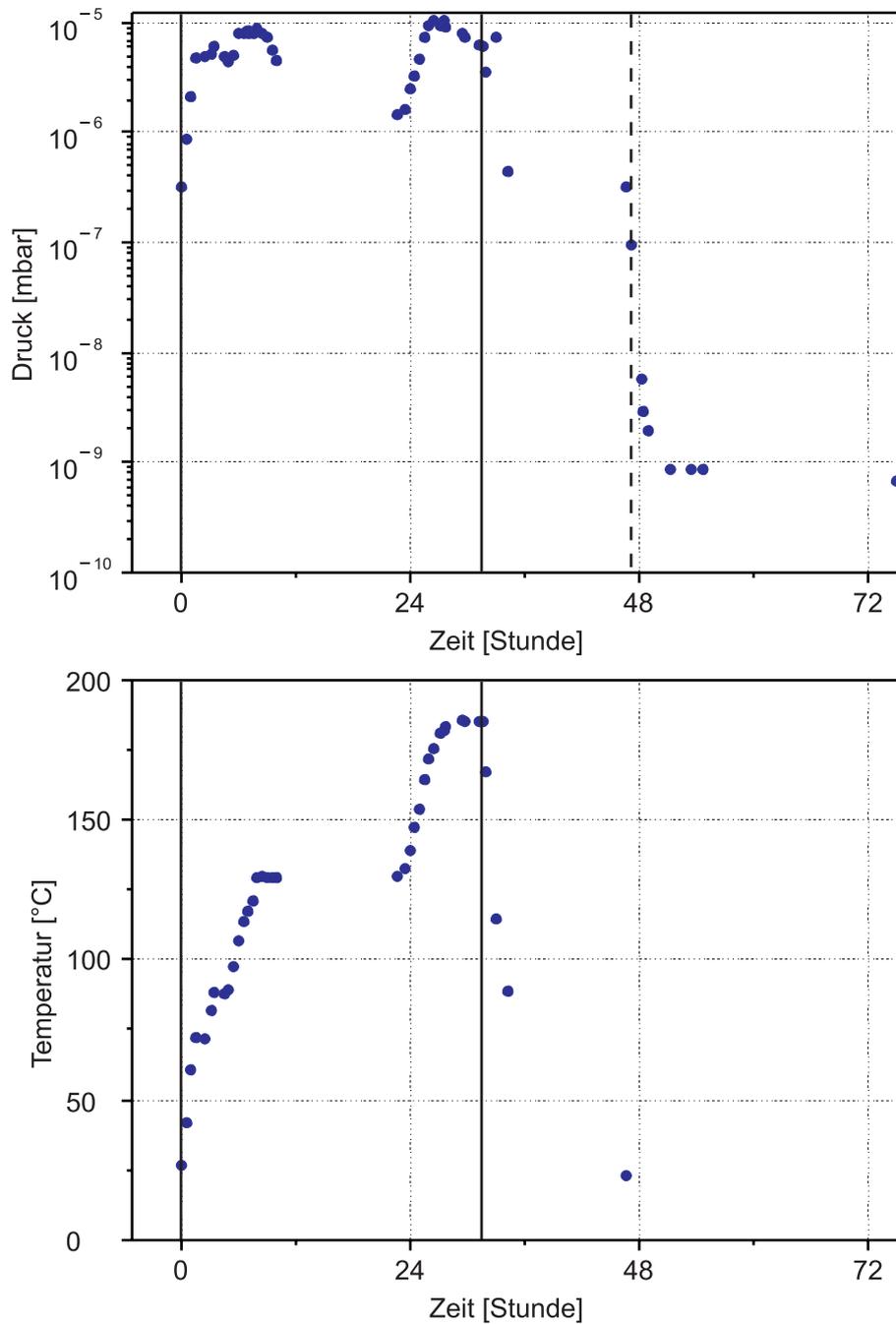


Abbildung 5.5.: Ausheizen der UHV-Kammer. Das obere Bild zeigt den Druckverlauf, das untere den Temperaturverlauf. Die gestrichelte, rechte Linie kennzeichnet das Einschalten der Ionengetterpumpe, die beiden linken Linien den Beginn und das Ende des Ausheizens. Man sieht, wie sich der Druck während der Heizzeiten durch freigesetzte Gase verschlechtert. Nach dem Einschalten der Ionengetterpumpe sinkt der Druck rasch um drei Größenordnungen ab.

5. Die Ultrahochvakuum-Depositionskammer

und Pa werden in diesem Abschnitt cm, l und mbar verwendet, da sich diese beim Entwurf von Vakuumanlagen als praktischer erweisen, beispielsweise ist in Datenblättern die Pumpleistung der Ionengetterpumpe in l/s angegeben.

Es gibt verschiedene Strömungsarten wie Gase Rohre durchdringen können, diese kann man durch die mittlere freie Weglänge Λ unterscheiden. Die mittlere freie Weglänge ist diejenige Strecke, die die Gasteilchen zurücklegen können ohne miteinander zu stoßen. Teilchen stoßen, wenn ihr Abstand kleiner wird als der Teilchendurchmesser d_0 . Aus der kinetischen Gastheorie erhält man unter Berücksichtigung der mittleren Teilchengeschwindigkeit und der Teilchenzahldichte n für die mittlere freie Weglänge [Rot90]

$$\Lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi n d^2} \quad .$$

In Luft gilt bei Raumtemperatur und Druck P :

$$\Lambda = 5 \cdot 10^{-3} / P \cdot \text{mbar} \cdot \text{cm} \quad (5.1)$$

Ist die mittlere freie Weglänge erheblich kleiner als die Ausmaße der Vakuumkammer, so ist das Verhalten des Gases vor allem durch Gas-Gas Stöße und somit durch die Viskosität bestimmt. Daher spricht man von viskoser Strömung. Ist dagegen die mittlere freie Weglänge viel größer als die Kammer, so sind Gas-Gas Stöße vernachlässigbar und das Verhalten wird durch Gas-Wand Stöße beeinflusst, das heißt durch die molekularen Eigenschaften des Gases. Dies ist der Bereich der molekularen Strömung. Besteht intermediäre Strömung, so ist die mittlere freie Weglänge vergleichbar mit den Ausmaßen der Kammer. Hier wird das Verhalten der Gasteilchen sowohl durch die Viskosität als auch durch die molekularen Eigenschaften des Gases beeinflusst.

Bei viskoser Strömung unterscheidet man weiter zwischen laminarem und turbulentem Fluss, je nachdem ob die Stromlinien kreuzungsfrei verlaufen oder ob sie sich kreuzen. Die Reynoldszahl R_e wird zum Abgrenzen dieser Gebiete verwendet. Es gilt [Rot90]

$$R_e = \rho v D / \eta$$

mit ρ Gasdichte und η der Viskosität, v die Geschwindigkeit der Gasteilchen und D der Durchmesser des durchströmten Rohres. Bei $R_e < 1100$ liegt rein laminare Strömung, bei $R_e > 2100$ rein turbulente Strömung vor.

Viskose, intermediäre und molekulare Strömung lassen sich durch die Knudsenzahl

$$K = \frac{\Lambda}{D}$$

voneinander abgrenzen. Für $D/\Lambda > 110$ liegt viskose Strömung vor, für $D/\Lambda < 1$ molekulare Strömung. Damit erhält man unter Verwendung von Formel 5.1 folgende Bedingungen:

$$\begin{array}{ll} D \cdot P > 5 \cdot 10^{-1} \text{ cm} \cdot \text{mbar} & \text{viskose Strömung} \\ D \cdot P < 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm} \cdot \text{mbar} & \text{molekulare Strömung} \end{array}$$

Somit ist bei einem DN40 Rohr mit $D \approx 4$ cm, wie dem im Experiment verwendeten Well-schlauch, ab einem Druck von unterhalb $1.25 \cdot 10^{-3}$ mbar die Strömung molekular.

Betrachtet man einen Rohrquerschnitt i der Fläche A_i und ein Gas mit der mittleren Teilchenzahldichte n und der mittleren Geschwindigkeit v_i , so durchdringen $N_i = A_i \cdot v_i \cdot n = S_i \cdot n$

5.4. Anschluss an die Hochvakuum-Ofenkammer

Teilchen den Querschnitt. Dabei ist $S_i = v_i \cdot n_i$ die Flussrate. Bei permanentem Fluss sind die N_i für aufeinanderfolgende Rohrquerschnitte gleich, also $N = S_i \cdot n$. Das Pumpen bewirkt ein Absinken der Teilchenzahldichte, dieses ist proportional zur Anzahl der vorhandenen Gasteilchen: $N = C(n_1 - n_2)$. Dabei bezeichnet C die Leitfähigkeit des Rohres.

Eine Vakuumpumpe entfernt Gas aus dem System. Man definiert als Pumpgeschwindigkeit S_p das Gasvolumen V , das die Pumpe in der Zeit t entfernt.

$$S_p = dV/dt \quad (5.2)$$

Der Durchsatz Q ist definiert als die Gasmenge, die einen bestimmten Rohrquerschnitt pro Zeit durchsetzt, also

$$Q = P \cdot S_p \quad (5.3)$$

Der Druck P ist der am Pumpeneingang herrschende Druck.

Die nun folgenden Betrachtungen gelten ausschließlich für molekulare Strömung. Diese dominiert in dem Druckbereich des Experiments.

Ein Rohr werde durch eine Apertur des Querschnitts A unterteilt. Vom ersten Teil strömt aufgrund des dortigen Drucks P_1 die Gasmenge V in der Zeit t in den zweiten Teil. Gleichzeitig strömt Gas in der Gegenrichtung wegen des Drucks P_2 . Beide Strömungen beeinflussen sich nicht da molekulare Strömung vorliegt. Damit erhält man mit den Formeln 5.2 und 5.3 für den Netto-Durchsatz des Rohres

$$Q = Q_1 - Q_2 = (P_1 - P_2) \frac{dV}{dt} \quad .$$

Die Leitfähigkeit C kann man auch durch den Durchsatz ausdrücken,

$$C = \frac{Q}{P_1 - P_2} = \frac{dV}{dt} \quad (5.4)$$

Durch Betrachtung der Rate, mit der die Gasteilchen auf ein bestimmtes Flächenstück treffen [Rot90], erhält man

$$\frac{dV}{dt} = 3.64 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{T}{M}} \cdot A \text{ l/s} \quad (5.5)$$

M ist die mittlere Molmasse des Gases, T die Temperatur. Für Raumtemperatur, $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, ergibt sich $dV/dt = 11.6 \cdot A \text{ l/s}$. Also ist die Leitfähigkeit einer Apertur der Fläche A mit Verwendung von Formel 5.4

$$C_{\text{air}} = 11.6 \cdot A \text{ l/s} \quad (5.6)$$

Knudsen [Knu09] und Smoluchowski [Smo10] berechneten die Leitfähigkeit ganzer Röhren die am Anfang und Ende in große Vakua münden. An dieser Stelle sollen nur die Ergebnisse dieser Berechnungen angegeben werden. Die Leitfähigkeit eines langen Rohres, bei einem solchem ist das Quadrat der Länge L deutlich größer als die Querschnittsfläche A , mit einer beliebigen Umrandung B der Querschnittsfläche ergibt sich zu

$$C = \frac{3.44 \cdot 10^4}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T}{M}} \frac{A^2}{BL} \quad (5.7)$$

Also erhält man für die Leitfähigkeit eines langen Rohres der Länge L und mit kreisförmigem Durchmesser D , dieses gilt als lang für $L > 20D$, für Luft bei Raumtemperatur

$$C_{\text{air}} = 12.1 \cdot D^3 / L \quad (5.8)$$

5. Die Ultrahochvakuum-Depositionskammer

Die Leitfähigkeit eines kurzen Rohres bestimmt man mit der Bedingung, dass diese für ein unendlich kurzes Rohr gleich der einer Apertur sein muss. Wieder für Luft bei Raumtemperatur berechnete Knudsen

$$C_{\text{air}} = 12.1 \cdot \frac{D^3}{L + 1.33D} \quad . \quad (5.9)$$

Daher bewirkt eine Verengung eines Rohres ein starkes Absinken der Leitfähigkeit. Dies macht man sich bei der differentiellen Pumpstufe zu Nutze. Dringt durch das Rohr weniger Gas ein als eine dort angebrachte Pumpe absaugt, so kann ein Druckunterschied an beiden Enden des Rohres erzeugt und aufrechterhalten werden. Die Dimensionierung der Pumpstufe wird durch das gewünschte Druckverhältnis und die Geschwindigkeit der Pumpe beeinflusst

$$\frac{P_{\text{niedrig}}}{P_{\text{hoch}}} = \frac{C}{S_p} \quad .$$

Für die 55 l/s Pumpe und $P_{\text{hoch}} \approx 10^{-7}$ mbar, $P_{\text{niedrig}} < 10^{-9}$ mbar benötigt man daher $C < 0.5$. Die Wahl fiel auf ein 2 cm langes Rohr mit 0.2 cm Durchmesser, dies liefert mit Formel 5.9 für eine kurze Röhre $C = 0.04$ l/s. Dieses Rohr bietet genügend Reserven um einen niedrigen Druck zu erreichen, ist aber dennoch groß genug, dass der Atomstrahl trotz seiner Divergenz ungehindert hindurchtreten kann. Diese Pumpstufe wird im Anfangsteil des Welschlauches befestigt und trennt somit bei geöffnetem Ventil die Vakua in der Hochvakuum-Ofenkammer und der Ultrahochvakuum-Depositionskammer. Eine zweite differentielle Pumpstufe innerhalb der Ofenkammer zwischen der Kammer die den Ofen enthält und der Zwischenkammer sorgt in der Zwischenkammer (siehe Abbildung 5.6) für einen besseren Druck als $6 \cdot 10^{-7}$ mbar sorgen

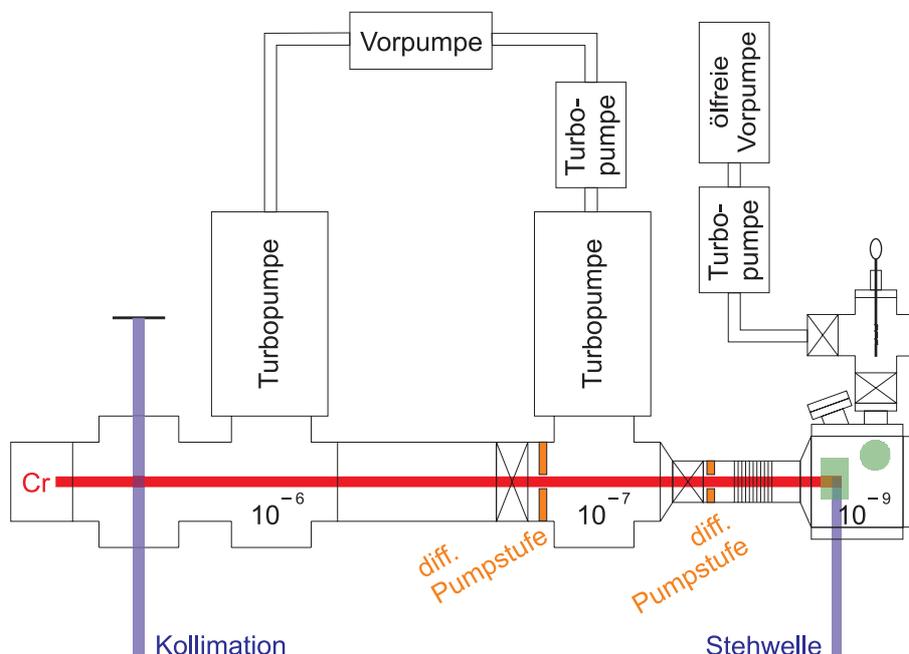


Abbildung 5.6.: Schematische Zeichnung der zusammengesetzten Kammern. Durch die beiden differentiellen Pumpstufen gelingt das Abtrennen der einzelnen Druckbereiche. Durch den Welschlauch wird das Kreuz nach dem Belüften abgepumpt.

(Druck in der Ofenkammer: $3 \cdot 10^{-6}$ mbar). Dies kann den Druck in der Depositionskammer weiter reduzieren bis zu einem durch Undichtigkeiten und Verunreinigungen bedingten unteren Grenzdruck.

5.4.2. Veränderung der Kammerausrichtung

Die Verbindung zwischen Ofenkammer und Depositionskammer durch einen beweglichen Wellenschlauch bietet den großen Vorteil, dass Atomstrahl und Stehwelle von außen passend justiert werden können. Bei dem bisherigen Aufbau war dies teilweise nur eingeschränkt möglich und geschah über Schrittmotoren, die nicht sehr zuverlässig waren. An Bewegungen der Kammer sind nötig:

- Translation parallel zur Stehwelle, dies erlaubt, die Probe an die Stelle zu bringen, an der Fluss und Divergenz des Atomstrahls optimal sind.
- Rotation um die Achse durch wobble stick und Ionengetterpumpe, dies ermöglicht, dass die Atome senkrecht durch die Stehwelle treten.
- Verkippung um eine Achse parallel zum Atomstrahl, dadurch trifft der Stehwellenlaser senkrecht auf das Prisma und wird von diesem in sich selber reflektiert.

Realisiert werden diese Bewegungen über eine Aluminiumplatte (siehe Abbildung 5.7). Innerhalb dieser befindet sich eine kreisförmige Aussparung, in die der Flansch passt, an

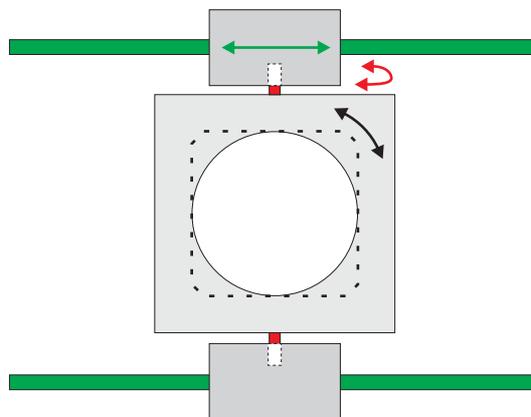


Abbildung 5.7.: Befestigung des Würfels. Der Würfel (gestrichelt) sitzt mit dem unteren Flansch in der Aluminiumplatte (hellgrau) und ist dadurch in der Blattebene drehbar. Durch Bolzen kann die Platte gekippt werden und die Blöcke, in denen die Bolzen gelagert sind, sind auf Schienen fahrbar.

dem die Ionengetterpumpe hängt. Der Würfel sitzt mit den Ecken auf der Aluminiumplatte auf, dadurch kann die Kammer um den Flansch innerhalb der Aluminiumplatte gedreht werden. Die Platte ist über zwei Bolzen, deren Achse jeweils parallel zu der des Atomstrahls ist, in zwei Aluminiumblöcken kugelgelagert. Dies erlaubt die Verkippung der Kammer. Die Translation wird ermöglicht durch kugelgelagerte Schlitten auf denen die Aluminiumblöcke angebracht sind. Die Schlitten befinden sich auf Schienen parallel zur Stehwelle.

5. Die Ultrahochvakuum-Depositionskammer

6. Ausblick und Zusammenfassung

6.1. Ausblick

Dissipative Lichtmasken

Die Verwendung konservativer Lichtmasken zur atomlithographischen Erzeugung von Nanostrukturen ist eine Methode, mit der relativ einfach Strukturen erzeugt werden können. Die kurze Wechselwirkungszeit ($t \approx 100$ ns) der Atome mit der Stehwelle und die üblicherweise gewählte große Verstimmung ($|\Delta| \approx 40$ Γ) dieser sorgen dafür, dass die spontane Emission vernachlässigbar ist und die Atome durch ein konservatives Dipolpotential fokussiert werden. Allerdings werden viele der Atome nicht fokussiert, diese bewirken Strukturverbreiterung und einen beträchtlichen konstanten Untergrund der Strukturen. Außerdem hängt die minimal erreichbare Strukturbreite in der Theorie linear von der Divergenz des Atomstrahls ab [McC95].

Die Verwendung dissipativer Lichtmasken, bei denen die spontane Emission die entscheidende Rolle zur Strukturzeugung spielt, lässt eine deutliche Reduzierung des Untergrunds sowie der Strukturbreite erwarten [Stü03]. Bei diesen bewirkt eine blauverstimmte Stehwelle ($\Delta \approx 6$ Γ) hoher Intensität ($\omega_R \approx 30$ Γ) mit der die Atome sehr lange ($t \approx 25$ μ s) wechselwirken, eine große Anzahl spontaner Emissionen. Mittels dieser dissipiert das Atom in einem dem Sisyphuskühlen ähnlichen Prozess kinetische Energie und wird hierdurch in den Intensitätsminima lokalisiert. Dieser Prozess ist unkritisch gegenüber der Divergenz des Atomstrahls, da die Atome anfangs mit einer Geschwindigkeit in die Minima rollen, die größer ist als die Transversalgeschwindigkeit der Atome aufgrund der Divergenz. Numerische Simulationen lassen Strukturen mit einer Breite von 15 nm und einem Untergrund von 10 % erwarten.

Diese Voraussagen experimentell zu bestätigen, wird in nächster Zeit das Ziel sein. Die Voraussetzung der Verfügbarkeit hoher Laserleistung ist seit einem Jahr durch den Einbau eines neuen Frequenzverdopplungsresonators [Stü01] erfüllt, die lange Wechselwirkungszeit wurde durch einen Umbau der Vakuumkammer im Rahmen dieser Arbeit experimentell realisiert.

Ferrimagnetische Nanostrukturen

Eine vielversprechende Anwendungsmöglichkeit der Atomlithographie ist die Erzeugung von magnetischen Strukturen auf der nm-Skala, wodurch Atomoptik und Festkörperphysik voneinander profitieren könnten. Magnetische Nanostrukturen wurden bereits erzeugt, indem auf Chromlinien unter schrägem Einfall Eisen gedampft wurde, dieses lagerte sich an der Flanke der Linien ab. Damit gelang es, magnetische Linienstrukturen mit hoher Periodizität zu erzeugen [Tul98]. An der Realisierung von magnetischen Strukturen aus Eisen wird in Eindhoven geforscht, wo erstmals die Laserkühlung von Eisen gelang [Sli02].

Chrom ist im reinen Zustand antiferromagnetisch und Platin paramagnetisch. Die Verbindung CrPt₃ kann jedoch ferrimagnetische Eigenschaften zeigen. In diesem Fall bildet sich eine geordnete sogenannte L1₂ Phase, bei der sich die Chromatome in den Ecken und die Plati-

6. Ausblick und Zusammenfassung

natome auf den Flächen der fcc-Einheitszelle befinden [Hel01]. Der Ferrimagnetismus kommt dadurch zu Stande, dass das magnetische Moment des Chroms ($\mu_{Cr} = 2.33 \mu_B$ im Festkörper) dem von Platin ($\mu_{Pt} = -0.26 \mu_B$) zwar entgegengerichtet, jedoch erheblich stärker ist [Mar00]. Sind die Plätze der Einheitszelle zufällig besetzt, so ist die ungeordnete Phase nicht magnetisch.

Ferrimagnetische CrPt₃-Schichten erzeugt man durch geeignetes, gleichzeitiges Aufdampfen von Chrom und Platin bei hohen Temperaturen oder durch Annealing epitaktisch gewachsener Schichten [Guh]. Die Curie-Temperatur, bei dieser geht die magnetische Ordnung verloren, steigt mit wachsendem Chromanteil in der Verbindung von -273 °C bei weniger als 17 % Chrom auf bis zu 900 °C bei 48 % Chrom [Leo99]. Bei stöchiometrischem Verhältnis von Chrom und Platin beträgt die Curietemperatur 200 °C.

Die Erzeugung von ferrimagnetischen Nanostrukturen gelingt auf mm-Skala durch lokalen Beschuss von ferrimagnetischen CrPt₃-Schichten mit Ionenstrahlung die die magnetische Ordnung zerstört [Hel01].

In Zusammenarbeit mit der MBE-Gruppe der AG Schatz sollen erstmals ferrimagnetische Nanostrukturen auf der nm-Skala erzeugt werden. Es ist geplant, auf die erzeugten Chromstrukturen Platin zu wachsen und durch anschließendes Annealing den Phasenübergang in die ferrimagnetische L1₂ Phase zu erreichen. An den Stellen der Chromlinien steht genügend Chrom dafür zur Verfügung, während in den Bereichen dazwischen zu wenig Chrom für einen Phasenübergang vorhanden ist. Dadurch kann hochperiodische Strukturierung in ferrimagnetische und nicht-magnetische Bereiche gelingen, was die erstmalige Untersuchung von Magnetismus auf derart kleinen Skalen ermöglichen könnte.

6.2. Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden die Fortschritte des Experiments "Atomlithographie mit Chrom", die im Laufe des letzten Jahres gemacht wurde, beschrieben. Mit neuartigen Lichtmasken, bei denen das Licht auf Resonanz mit dem Atom ist, gelang die Erzeugung von $\lambda/4$ Strukturen und es wurden wichtige Voraussetzungen für zukünftige Experimente geschaffen.

Für die Erzeugung von $\lambda/4$ Strukturen mit resonantem Licht ist ein beliebig einstellbarer Abstand zwischen Stehwelle und Substrat notwendig. Dies wurde durch einen essentiellen Umbau ermöglicht, in dem die Glasfaser, die bisher das Licht in das Vakuum leitete und mit deren Verwendung der Abstand zwischen Stehwelle und Substrat fixiert war, entfernt wurde. Das Licht tritt nun direkt durch ein Schaufenster in das Vakuum ein. Dies bringt neben der beliebigen Einstellbarkeit des Abstandes weitere Vorteile: Es steht erheblich mehr Licht zur Verfügung, die ist ein entscheidender Faktor bei der geplanten Erzeugung von Nanostrukturen mit dissipativen Lichtmasken. Durch den Wegfall der Glasfaser ist der Weg zu einem besserem Vakuum geebnet, da eine potentielle Quelle für Lecks entfällt.

Mit einer Stehwelle auf Resonanz gelang die Erzeugung von $\lambda/4$ Strukturen. Diese entstehen durch gleichzeitige Fokussierung beider dressed states. Das Auftreten von $\lambda/2$ Strukturen an anderen Stellen der beiden Proben lässt sich durch unterschiedliche Fokussiereigenschaften und nicht-adiabatische Übergänge verstehen. Eine Simulation, die diese und strukturbeflussende Parameter, wie die Strahldivergenz, beinhaltet, kann die erhaltenen Strukturen erklären.

Die Erzeugung von Nanostrukturen im Ultrahochvakuum ist zukünftig möglich durch den Aufbau einer speziell entworfenen Depositionskammer. Durch das Ultrahochvakuum sind

Chromstrukturen zu erwarten, die weitgehend frei von Fremdatomen sind. Ein Probentransfersystem wurde entwickelt, um die Substrate unter Vakuum aus der Depositionskammer mit Hilfe einer anflanshbaren Transferkammer in eine Molekularstrahlepitaxie-Anlage transferieren zu können. Auf diesem Weg sollen ferrimagnetische CrPt₃ Nanostrukturen erzeugt werden.

A. Anhang

Eigenschaften von Chrom

Die atomopischen Eigenschaften von Chrom werden durch die Eigenschaften des Übergangs ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ bestimmt. Für diese gilt:

Vakuumpwellenlänge	$\lambda = \frac{2\pi}{k} = 425.554 \text{ nm}$
Natürliche Breite	$\Gamma = \frac{1}{\tau} = 31.5 \cdot 10^6 \text{ /s} = 2\pi \cdot 5.02 \text{ MHz}$
Sättigungsintensität	$I_S = \frac{\hbar\Gamma\omega_0^3}{12\pi c^2} = 8.52 \text{ mW/cm}^2$
Dopplertemperatur	$T_{\text{Doppler}} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} = 124 \text{ }\mu\text{K}$
Dopplergeschwindigkeit	$v_{\text{Doppler}} = 13.87 \text{ cm/s}$
Rückstoßtemperatur	$T_{\text{rec}} = \frac{1}{k_B} \frac{(\hbar k)^2}{2m} = 1.02 \text{ }\mu\text{K}$
Rückstoßgeschwindigkeit	$v_{\text{rec}} = \frac{\hbar k}{m} = 1.80 \text{ cm/s}$

Allgemein gilt für Chrom:

Masse von ${}^{52}\text{Cr}$: $m = 8.684 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$

Sublimationspunkt: $T_s = 1875 \text{ }^\circ\text{C}$

Element	Massenzahl [au]	Häufigkeit [%]	Kernspin
Chrom	50	4.35	0^+
	52	83.79	0^+
	53	9.5	$3/2^+$
	54	2.36	0^+

Tabelle A.1.: Natürliche Isotopenverteilung von Chrom.

Literaturverzeichnis

- [Ada94] C. S. Adams, M. Sigel und J. Mlynek. *Atom Optics*. Phys. Rep. **240** (1994) 143.
- [And99] W.R. Anderson, C.C. Bradley, J.J. McClelland und R.J. Celotta. *Minimizing feature width in atom optically fabricated chromium nanostructures*. Phys. Rev. A **59** (1999) 2476.
- [Beh97] R.E. Behringer, V. Natarajan und G. Timp. *Optimal profile for a Gaussian standing-wave atom-optical lens*. Opt. Lett. **22** (1997) 114.
- [Ber95] K.K. Berggren, A. Bard, J.L. Wilbur, J.D. Gillaspay, A.G. Helg, J.J. McClelland, S.L. Rolston, W.D. Phillips, K.K. Prentiss und G.M. Whitesides. *Microlithography by using neutral metastable atoms and self-assembled monolayers*. Science **269** (1995) 1255.
- [Bjo78] J.E. Bjorkholm, R.R. Freeman, A. Ashkin und D.B. Pearson. *Observation of Focusing of Neutral Atoms by the Dipole Forces of Resonance-radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1361.
- [Bre99a] B. Brezger. *Neue Lichtmasken in der Atomlithographie*. Dissertation Universität Konstanz (1999).
- [Bre99b] B. Brezger, Th. Schulze, P.O. Schmidt, R. Mertens, T. Pfau und J. Mlynek. *Polarization gradient light masks in atom lithography*. Europhys. Lett. **46** (1999) 148.
- [CT90] C. Cohen-Tannoudji und W.D. Phillips. *New Mechanisms for Laser Cooling*. Phys. Today **43** (1990) 33.
- [CT92] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc und G. Grynberg. *Atom-Photon Interactions*. Wiley (1992).
- [Dal85] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji. *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*. J. Opt. Soc. Am. B **2** (1985) 1707.
- [Dal89] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji. *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*. J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989) 2023.
- [deB25] L. de Broglie. *Recherche sur la théorie des quanta*. Annales de Physique **3** (1925) 22.
- [Dem93] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer (1993).
- [Dre96] M. Drewsen, U. Drodofsky, C. Weber, C. Maus, G. Schreiber und M. Mlynek. *Sisyphus polarisation gradient laser cooling of Cr-atoms on the $4s^7S_3 \rightarrow 4p^7P_{2,3,4}$ transition*. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **29** (1996) L843.

- [Dro97a] U. Drodofsky, J. Stuhler, B. Brezger, Th. Schulze, M. Drewsen, T. Pfau und M. Mlynek. *Nanometerscale Lithography with Chromium Atoms using Light Forces*. Microelectron. Eng. **35** (1997) 285.
- [Dro97b] U. Drodofsky, J. Stuhler, Th. Schulze, M. Drewsen, B. Brezger, T. Pfau und M. Mlynek. *Hexagonal nanostructures generated by light masks for neutral atoms*. Appl. Phys. B **65** (1997) 755.
- [Ein17] A. Einstein. *Zur Quantentheorie der Strahlung*. Phys. Z. **18** (1917) 121.
- [Eng99] P. Engels, S. Salewski, H. Levsen, K. Sengstock und W. Ertmer. *Atom lithography with a cold, metastable neon beam*. Appl. Phys. B **69** (1999) 407.
- [Guh] I. Guhr and B. Riedlinger. persönliche Mitteilung.
- [Hän80] T.W. Hänsch und B. Couillaud. *Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity*. Opt. Comm. **35** (1980) 441.
- [Hel01] O. Hellwig, D. Weller, A.J. Kellock, J.E.E. Baglin und E.E. Fullerton. *Magnetic patterning of chemically-ordered CrPt₃ films*. Appl. Phys. Lett. **79** (2001) 1151.
- [Joh98] K.S. Johnson, J.H. Thywissen, N.H. Dekker, K.K. Berggren, A.P. Chu, R. Younkin und M. Prentiss. *Localization of metastable atom beams with optical standing waves: nanolithography at the Heisenberg limit*. Science **280** (1998) 1583.
- [Jur] E. Jurdik. persönliche Mitteilung.
- [Jur02] E. Jurdik, J. Hohlfeld, H. van Kempen, Th. Rasing und J.J. McClelland. *Laser-focused nanofabrication: Beating of two atomic resonances*. Appl. Phys. Lett. **80** (2002) 4443.
- [Knu09] M. Knudsen. *Die Gesetze der Molekularströmung und der inneren Reibungsströmung der Gase durch Röhren*. Ann. Phys. **28** (1909) 75.
- [Koh67] W.H. Kohl. *Handbook of Materials and Techniques for Vacuum Devices*. Reinhold (1967).
- [Kre96] M. Kreis, F. Lison, D. Haubrich, D. Meschede, S. Nowak, T. Pfau und J. Mlynek. *Pattern generation with cesium atomic beams at nanometer scales*. Appl. Phys. B **63** (1996) 649.
- [Leo99] T.D. Leonhardt, Y. Chen, M. Rao, D.E. Laughlin, D.N. Lambeth und M.H. Kryder. *CrPt₃ thin film media for perpendicular or magneto-optical recording*. J. Appl. Phys. **85** (1999) 4307.
- [Let68] V.S. Letokhov. *Narrowing of Doppler Width in a Standing Light Wave*. JETP Lett. **7** (1968) 272.
- [Lis97] F. Lison, H.-J. Adams, D. Haubrich, M. Kreis, S. Nowak und D. Meschede. *Nanoscale atomic lithography with a cesium atomic beam*. Appl. Phys. B **65** (1997) 419.

- [Mar00] M. Maret, M. Albrecht, J. Köhler, R. Poinso, C. Ulhaq-Bouillet, J.M. Tonnerre, J. . Berar und E. Bucher. *Magnetic anisotropy and chemical long-range order in epitaxial ferrimagnetic CrPt₃ films*. J. Magn. Magn. Mater. **218** (2000) 151.
- [Mau94] C. Maus. *Frequenzverdopplung eines Titan-Saphir-Lasers für die Spektroskopie an Chromatomen*. Diplomarbeit Universität Konstanz (1994).
- [McC93] J.J. McClelland, R.E. Scholten, E.C. Palm und R.J. Celotta. *Laser-Focused Atomic Deposition*. Science **262** (1993) 877.
- [McC95] J.J. McClelland. *Atom-optical properties of a standing-wave light field*. J. Opt. Soc. Am. B **12** (1995) 1761.
- [McG95] R.W. McGowan, D.M. Giltner und S.A. Lee. *Light force cooling, focussing, and nanometer-scale deposition of aluminium atoms*. Opt. Lett. **20** (1995) 2535.
- [Mer99] R. Mertens. *Physikalische Grenzen der Atomlithographie mit Chrom*. Diplomarbeit Universität Konstanz (1999).
- [Mes90] A. Messiah. *Quantenmechanik 2*. de Gruyter (1990).
- [Met99] H.J. Metcalf und P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer (1999).
- [Mey90] P. Meystre und M. Sargent III. *Elements of Quantum Optics*. Springer (1990).
- [Mol69] B.R. Mollow. *Power Spectrum of Light Scattered by Two-Level Systems*. Phys. Rev. **188** (1969) 1969.
- [Now96] S. Nowak, T. Pfau und J. Mlynek. *Nanolithography with metastable helium*. Appl. Phys. B **63** (1996) 203.
- [Obe03] M.K. Oberthaler und T. Pfau. *One-, two- and three-dimensional nanostructures with atom lithography*. J. Phys.: Condens. Matter **15** (2003) R233.
- [O'H80] J.F. O'Hanlon. *A User's Guide to Vacuum Technology*. Wiley (1980).
- [Pet00] S.J.H. Petra, L. Feenstra, W. Vassen und W. Hogervorst. *Nano-lithography with metastable helium atoms*. Proc. IQEC (2000).
- [Rot90] A. Roth. *Vacuum Technology*. Elsevier (1990).
- [Sal87] C. Salomon, J. Dalibard, A. Aspect, Metcalf H. und C. Cohen-Tannoudji. *Channeling atoms in a laser standing wave*. Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 1659.
- [Sch97] R.E. Scholten, R. Gupta, J.J. McClelland, R.J. Celotta, M.S. Levenson und M.G. Vangel. *Laser Collimation of a Chromium Beam*. Phys. Rev. A **55** (1997) 1331.
- [Sch99] Th. Schulze, B. Brezger, P.O. Schmidt, R. Mertens, A.S. Bell, T. Pfau und J. Mlynek. *Sub-100 nm Structures by Neutral Atom Lithography*. Microelectron. Eng. **46** (1999) 105.
- [Sch00a] Th. Schulze. *Nanostrukturierung mit Lichtkräften*. Dissertation Universität Konstanz (2000).

- [Sch00b] Th. Schulze, B. Brezger, R. Mertens, M. Pivk, T. Pfau und J. Mlynek. *Writing a superlattice with light forces*. Appl. Phys. B **70** (2000) 671.
- [Sch01] Th. Schulze, T. Mütter, D. Jürgens, B. Brezger, M.K. Oberthaler, T. Pfau und J. Mlynek. *Structured doping with light forces*. Appl. Phys. Lett. **78** (2001) 1781.
- [Sle92] T. Sleator, T. Pfau, V.I. Balykin und J. Mlynek. *Imaging and Focusing of an Atomic Beam with a Large Period Standing Wave*. Appl. Phys. B **54** (1992) 375.
- [Sli02] E. te Sligte, R.C.M. Bosch, B. Smeets, P. van de Straten, H.C.W. Beijerinck und K.A.H. van Leeuwen. *Magnetic nanodots from atomic Fe: Can it be done?* Proc. Natl. Acad. Sci. **99** (2002) 6509.
- [Smo10] M. von Smoluchowski. *Zur kinetischen Theorie der Transpiration und Diffusion verdünnter Gase*. Ann. Phys. **33** (1910) 1559.
- [Stü01] R. Stützle. *Atomlithographie mit dissipativen Lichtmasken*. Diplomarbeit Universität Konstanz (2001).
- [Stü03] R. Stützle, D. Jürgens, A. Habenicht und M.K. Oberthaler. *Dissipative light masks for atom lithography*. erscheint in J. Opt. B, April 2003.
- [Stu96] J. Stuhler. *Atomlithographie mit Chrom*. Diplomarbeit Universität Konstanz (1996).
- [Sun01] H.B. Sun, Y. Inouye, K. Okamoto und S. Kawata. *Laser-diode-tuned sequential laser atom cooling and trapping for nanostructures*. Jpn. J. Appl. Phys. **40** (2001) L711.
- [Tim92] G. Timp, R.E. Behringer, D.M. Tennant, J.E. Cunningham, M. Prentiss und K.K. Berggren. *Using Light as a Lens for Submicron, Neutral-Atom Lithography*. Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 1636.
- [Tul98] D.A. Tulchinsky, M.H. Kelley, J.J. McClelland, R. Gupta und R.J. Celotta. *Fabrication and domain imaging of iron magnetic nanowire arrays*. J. Vac. Sci. Technol. A **16** (1998) 1817.
- [Web95] C. Weber. *Lichtdruck-Lithographie mit Atomen*. Diplomarbeit Universität Konstanz (1995).
- [Wie76] C. Wieman und T.W. Hänsch. *Doppler-Free Polarization Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 1170.
- [Wut90] M. Wutz, H. Adam und W. Walcher. *Vacuum Technology*. Elsevier (1990).

Danksagung

Für das Gelingen dieser Arbeit danke ich

- Herrn Prof. Leiderer für die Übernahme der Korrektur und die Bereitstellung der beiden AFM
- Herrn Prof. Schatz für die Übernahme der Korrektur und Tipps zum Aufbau von Vakuumkammern
- Markus Oberthaler dafür, dass er mir die Möglichkeit gab, an einem interessantem Experiment zu arbeiten, in dem ich viel gelernt habe über Atome, Licht und was beide miteinander zu tun haben. Neben dem eigenem Experiment ermöglichte er mir weite Einblicke in andere Gebiete der Atomoptik.
- meinem Doktoranden Dirk Jürgens für die sehr gute Betreuung, Unterstützung und Zusammenarbeit im Labor.
- meinem Vordiplomanden Ralf für das viele blaue Licht und die Antworten auf "Du Ralf..."
- meinem Nachdiplomanden Alex für die super AFM-Bilder
- Bernd, Uwe, Ildico, Andreas und Frank von der AG Schatz für die Hilfe bei allem was leere Luft oder magnetische Schichten angeht
- Heiko und Christoph vom LS Leiderer für die Hilfen beim (Ab-)Kratzen mit dem AFM
- Stefan Hahn für die Unterstützung bei der Planung der selbsterzustellenden Vakuumteile und der Kommunikation mit den Werkstätten
- Stefan Eggert und Ute Hentzen für die Hilfe bei elektronischen und sonstigen Problemen
- Martin, Bernd und Tom für die phon-reichen Stunden bei Q****3
- der gesamten Nachwuchsgruppe Oberthaler, noch nicht genannt sind die BECler Matthias, Michael und Philipp sowie der fliegende Gast-Holländer Edwin, für ein schönes Jahr mit viel Spaß und guter Atmosphäre

Ganz besonders bedanke ich mich bei meinen Eltern sowie meinem Bruder bei denen ich mich immer fest verwurzelt gefühlt habe. Ohne eure Unterstützung und Rückhalt wäre ich nicht so weit gekommen.

Träume nicht dein Leben

–

Lebe deinen Traum.