Universität Mainz Institut für Physik

Diplomarbeit

Optimierung einer segmentierten Paulfalle mit optischer Schnittstelle

vorgelegt von

Marcel Salz

zur Erlangung des akademischen Grades Diplom-Physiker

4. Juli 2013

Erstprüfer: Prof. Dr. Ferdinand Schmidt-Kaler Zweitprüfer: Prof. Dr. Peter van Loock

Abstract

For several years now quantum information processing has been able to teleport quantum states over distances of up to 140 km using photons. In order to enable communication between far-distant nodes in a future quantum network, the Briegel protocol suggests the use of a quantum repeater which establishes a connection by entanglement swapping. The development of an interface between stationary and 'flying' qubits is vital for the experimental implementation.

Due to long storage and coherence times as well as good control over the internal and external degrees of freedom, ions in paul traps provide a promising system for stationary qubits. The interface can thus be realised by coupling ions to a mode of an optical resonator consisting of mirrored glass fiber ends face. Since glass faces pose the risk of electrical charging leading to a perturbation of the ion, the mirrors of the herein used microstructured, segmented ion trap must be placed about 150 μ m away from the ion. To minimize losses due to diffraction, mirror diameters of about 70 μ m are required.

This thesis presents the development and optimisation of a manufacturing process of fiber surfaces using a focused ion beam setup (FIB) that can produce mirror diameters of 100 μ m and arbitrary radii of curvature. The upper limit for the surface roughness is 0.7 nm, with a result that a finesse in excess of 10000 can be obtained.

For testing purposes, the FIB fabricated fibers as well as laser-fabricated ones were treated together with high-reflecting mirror coatings in one coating run. During the subsequent analysis, no quality differences concerning the finesse and losses could be determined between the two fibre types.

In order to integrate the cavity into the trap, a mounting was designed enabeling the implementation of the cavity in the assembled trap as well as the active stabilisation by a piezo actuator. The ion can thus be transported into the cavity using the trap segments to obtain strong coupling between the ion and the mode of the optical resonator.

Zusammenfassung

In der Quanteninformationsverarbeitung können nunmehr seit einigen Jahren Quantenzustände mittels Photonen über Distanzen von bis zu 140 km teleportiert werden. Um die Kommunikation zwischen weiter entfernten Knoten eines künftigen Quantennetzwerks zu ermöglichen, sieht das Briegel-Protokoll die Verwendung eines Quantenrepeaters vor, der eine Verbindung der Knoten durch Verschränkungsaustausch herstellt. Zur experimentellen Realisierung spielt die Entwicklung einer Schnittstelle zwischen stationären und beweglichen Qubits eine zentrale Rolle.

Aufgrund der langen Speicher- und Kohärenzzeiten sowie der guten Kontrolle über die internen und externen Freiheitsgrade stellen Ionen in Paulfallen ein vielversprechendes System für stationäre Qubits dar. Die Schnittstelle kann daher durch die Kopplung von Ionen an die Lichtmode eines optischen Resonators aus verspiegelten Glasfaserendflächen realisiert werden. Da bei isolierenden Glasflächen die Gefahr der Aufladung und damit einer Beeinträchtigung des Ions besteht, müssen sich bei der hier verwendeten mikrostrukturierten, segmentierten Ionenfalle die Spiegel in einem Abstand von etwa 150 μ m zu dem Ion befinden. Um Beugungsverluste zu minimieren, sind Spiegeldurchmesser von etwa 70 μ m erforderlich.

In dieser Arbeit wird über die Entwicklung und Optimierung einer Herstellungsmethode von Faserenden mit einem Spiegeldurchmesser von bis zu 100 μ m und frei wählbaren Spiegelradien mittels einer *Focused Ion Beam*-Anlage (FIB) berichtet. Die obere Grenze für die Oberflächenrauigkeit beträgt 0,7 nm, sodass Finessen von mehr als 10.000 erreicht werden können.

Die hergestellten Fasern wurden zu Testzwecken gemeinsam mit laserbearbeiteten Fasern in einem Beschichtungslauf mit hochreflektierenden Schichten versehen. Bei der anschließenden Analyse konnten keine Qualitätsunterschiede bezüglich der Finesse und der Verluste zwischen den beiden Fasertypen festgestellt werden.

Zur Integration des Resonators in die Falle wurde eine Halterung entwickelt, mit der der Resonator in die bereits fertig zusammengesetzte Falle eingeführt und durch einen Piezoaktor aktiv stabilisiert werden kann. Somit kann das Ion mit Hilfe der Fallensegmente in den Resonator befördert werden, um die starke Kopplung des Ions mit der Resonatormode zu erreichen.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung			1			
2.	The	oretische Grundlagen	5			
	2.1.	Die segmentierte Mikro-Ionenfalle	6			
	2.2.	Licht-Ion-Wechselwirkung	8			
	2.3.	Resonator-Quantenelektrodynamik	13			
	2.4.	Optische Resonatoren	15			
		2.4.1. Der Fabry-Pérot-Resonator	16			
		2.4.2. Die Gaußmode	16			
		2.4.3. Resonanzbedingungen	18			
	2.5.	Anforderungen an optische Resonatoren	20			
		2.5.1. Starke Kopplung	20			
		2.5.2. Modenanpassung \ldots	21			
		2.5.3. Spiegelqualität	24			
3.	Herstellung von Faserresonatoren 2					
	3.1.	Focused Ion Beam	28			
		3.1.1. Das xT Nova 600 NanoLab von FEI	30			
		3.1.2. Vorbereiten der Glasfasern	32			
	3.2.	Oberflächenbearbeitung	32			
		3.2.1. Verbesserungen der Formgebung	35			
4.	Cha	rakterisierung der Oberflächen	41			
	4.1.	Interferometrische Analyse mit dem Konfokalmikroskop $\hfill \ldots \ldots \ldots$	41			
		4.1.1. Auswertung des Profils	43			
	4.2.	Rauigkeitsmessung mit dem AFM	46			
		4.2.1. Auswertung der Oberflächenrauigkeit	47			
	4.3.	Beschichtung der Faserendflächen	48			
	4.4.	Messung der Finesse und Verluste	50			
		4.4.1. Messergebnisse	52			
	4.5.	Fazit	54			
5.	Inte	gration in die Paulfalle	57			

	5.1.	Die I	Faser-Mikrofalle	57
	5.2.	Die I	Halterung des optischen Resonators	60
6.	Ausb	lick		65
Α.	Anha	ng		69
		А.	Verweildauern des Ionenstrahls	69
		В.	Mathematica Quelltext	69
B.	Litera	aturv	rerzeichnis	73
	Litera	aturv	erzeichnis	80

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Verschränkungsaustausch durch Bell-Messung	3
2.1.	Das Prinzip der segmentierten Paulfalle	6
2.2.	Das Termschema von 40 Ca $^+$	11
2.3.	Rabi-Splitting der dressed states	15
2.4.	Stabilitätsdiagramm des Fabry-Pérot-Resonators	17
2.5.	Transmissionsverhalten eines Resonators	18
2.6.	Kopplung und Verluste im optischen Resonator	20
2.7.	Modenanpassung im Faserresonator	22
2.8.	Parameterwahl des optischen Resonators	23
2.9.	Verhalten der Finesse über die Resonatorlänge	25
3.1.	Funktionsprinzip des Focused Ion Beams	29
3.2.	Das xT Nova 600 NanoLab	31
3.3.	FIB- und SEM-Bild einer bearbeiteten Faseroberfläche ohne Optimierung	34
3.4.	Verbesserung der Tiefenauflösung der stream files	36
3.5.	Verbesserung der lateralen Auflösung der stream files	37
3.6.	Redeposition von abgetragenem Material bei der FIB-Bearbeitung $\ .$.	37
3.7.	Auswaschen der Stufen beim milling-Prozess	38
3.8.	SEM-Bild einer bearbeiteten Faseroberfläche mit Optimierung	40
4.1.	Funktionsprinzip des Konfokalmikroskops	42
4.2.	Profil einer FIB-bearbeiteten Faser 1	43
4.3.	Profil einer FIB-bearbeiteten Faser 2	45
4.4.	Funktionsprinzip des Rasterkraftmikroskops	46
4.5.	Profil-Messung mit dem AFM	47
4.6.	Transmissionsverhalten des Testsubstrats	49
4.7.	Mikroskop-Aufnahme einer beschichteten Faseroberfläche	49
4.8.	Versuchsaufbau zur Bestimmung der Finesse	50
5.1.	Die Faser-Mikrofalle	58
5.2.	Integration des optischen Resonators in die Mikrofalle	61

6.1.	Quantenschlüsselverteilung mit Ionen in Paulfallen	 •	66
6.2.	Schema des resonator induzierten Raman-Übergangs $\ \ . \ . \ . \ .$		67

1

Einleitung

In einer immer stärker vernetzten Welt, in der mehr und mehr Abhörskandale selbst von staatlichen Institutionen ausgehend bekannt werden, wie es aktuell das Beispiel des PRISM-Programms der USA oder das Tempora-Programm Großbritanniens zeigt, nimmt das Thema der Datensicherheit und insbesondere des sicheren Datenverkehrs einen immer größeren Stellenwert ein. Zur Übertragung sensibler Daten werden diese zur Zeit mit kryptografischen Methoden wie dem RSA¹-Verfahren verschlüsselt, welches darauf beruht, dass die Berechnung des Schlüssels zur Dekodierung extrem zeit- und rechenaufwändig ist [Rivest u. a. (1978)]. Ein solches Verfahren ist jedoch niemals völlig sicher, da der Schlüssel berechnet oder auf andere Weise erfahren werden kann.

Ein informationstheoretisch vollständig sicheres Verfahren ist das *One-Time-Pad* oder Einmalschlüssel-Verfahren, indem der Schlüssel, mit dem die Nachricht kodiert wird, nur ein einziges Mal verwendet wird. In der Praxis stellt der Austausch des Schlüssels zwischen Sender und Empfänger jedoch ein Problem dar, da dieser Austausch abgehört werden kann.

Um einen sicheren Schlüsselaustausch zu gewährleisten, kann man sich Effekte der Quantenmechanik zunutze machen. Ein quantenmechanisches System, dass sich in einer Überlagerung von Eigenzuständen befindet, wird bei einer Messung auf einen Zustand der Messbasis projiziert, wodurch das System selbst von der Messung beeinflusst wird. Verwendet man demnach statt eines klassischen Bits ein quantenmechanisches System in einer solchen Superposition, ein *Quantenbit* oder kurz *Qubit*, so kann ein Angreifer den Zustand des Qubits nicht unbemerkt messen.

Von diesem Umstand macht das von C. H. Bennet und G. Brassard 1984 vorgeschlagene *BB84-Protokoll* Gebrauch, bei dem der Schlüssel über den Polarisationszustand von Photonen übertragen wird [Bennett u. Brassard (1984)]. Es sind seit nunmehr einigen Jahren Geräte kommerziell erhältlich, die polarisierte Photonen für einen solchen

¹Rivest, Shamir und Adleman

1. Einleitung

Schlüsselaustausch bereitstellen. Eine weitere Möglichkeit zur Informationsübertragung ist die direkte *Teleportation* eines quantenmechanischen Zustands auf ein weit entferntes Quantensystem mittels Photonen. Auch dieser Ansatz konnte in den letzten Jahren experimentell auf verschiedene Arten demonstriert werden. Dabei konnten Qubits mittels Photonen, die im freien Raum propagieren, über eine Distanz von 143 Kilometern teleportiert werden [Ma u. a. (2012)]. Für die Praxis ist jedoch die Ausbreitung der Photonen über Glasfasern geeigneter. Hier wurden ebenfalls die experimentellen Grundlagen gelegt [Landry u. a. (2007)]. Eine detailliertere Übersicht und weitere Protokolle zur Quantenkryptographie findet sich in [Gisin u. a. (2002)].

Der Hauptgrund für die Limitierung der derzeit technisch erreichbaren Reichweite des Quantenschlüsselaustauschs und der Teleportation liegt in der Absorption und Depolarisation der Photonen, wodurch die Erfolgsquote exponentiell mit der zurückgelegten Strecke sinkt. Ein Ansatz zur Ausweitung der Kommunikationswege sieht den Einsatz eines *Quantenrepeaters* vor [Briegel u. a. (1998)], der eine zentrale Rolle in einem künftigen Quantennetzwerk spielt [Kimble (2008)]. Dabei ist der Name etwas irreführend, da nach dem *no cloning*-Theorem eine Quanteninformation nicht wie bei klassischen Repeatern gemessen und anschließend neu verstärkt weitergegeben werden kann [Wootters u. Zurek (1982)]. Stattdessen wird durch eine Bell-Messung an zwei Photonen, die jeweils mit einem weiteren Photon verschränkt sind, die Verschränkung auf die beiden nicht beteiligten Photonen übertragen (siehe Abbildung 1.1). Durch diesen Verschränkungsaustausch (oder *entanglement swapping*) kann nun ein Quantenzustand oder ein Einmalschlüssel zuverlässig von Alice zu Bob übertragen werden².

Um einen solchen Quantenrepeater experimentell umzusetzen, bedarf es eines stationären Quantenspeichers, der die beiden Photonen-Qubits aufnehmen kann, um anschließend den Verschränkungsaustausch durchzuführen. Es kommen dabei verschiedene Systeme in Frage, die beispielsweise auf neutralen Atomen oder Ionen basieren [Duan u. a. (2001), Sangouard u. a. (2011)]. Wenngleich experimentelle Erfolge bei der Kopplung von Licht mit neutralen Atomen erreicht werden konnten [Ritter u. a. (2012), Boozer u. a. (2007)], ist die Speicherung und Kontrolle der externen Freiheitsgrade der Atome aufgrund der niedrigen Fallenpotentiale deutlich schwieriger, als es bei Ionen in Paulfallen der Fall ist. Auch hier konnten in der Vergangenheit bereits bemerkenswerte Erfolge bei der Informationsübertragung verzeichnet werden, indem die Kopplung

²Damit dieses Vorgehen tatsächlich unempfindlicher gegenüber Störungen wird, muss zusätzlich eine Quantenfehlerkorrektur angewendet werden [Briegel u. a. (1998)].

³Einstein, Podolsky, Rosen



Abbildung 1.1.: Funktion eines Quantenrepeaters in einem Quantennetzwerk. Zwei EPR³-Quellen erzeugen jeweils ein verschränktes Photonenpaar (wellenförmige Pfeile). Der Quantenrepeater überträgt die Verschränkung (punktierte Pfeile) durch eine Bell-Messung an den Photonen zwei und drei auf die Photonen eins und vier.

zwischen Photon und Ion mit Hilfe von Linsensystemen hoher numerischer Apertur hergestellt wurde [Olmschenk u. a. (2009), Schug u. a. (2013)]. Diese Umsetzung ist jedoch probabilistisch, d.h. die Sequenz gelingt selbst bei optimalen Bedingungen nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit. Um eine deterministische Informationsübertragung zu gewährleisten, muss die Wechselwirkung zwischen dem Ion und dem Photon verstärkt werden. Dies kann mit optischen Resonatoren erreicht werden, die bereits seit einigen Jahren zur Licht-Ion-Kopplung verwendet werden [Pachos u. Walther (2002)]. Hier wurden ebenfalls bereits Grundlagen für die Realisierung eines Quantenrepeaters gelegt, wobei sowohl die Kopplung mit einzelnen Ionen [Stute u. a. (2013)] als auch mit großen Ionenkristallen [Herskind u. a. (2009b)] verfolgt wird.

Die Verwendung makroskopischer Spiegel geht jedoch mit einem großen Modenvolumen V_m einher, was eine geringe Kopplungsrate $g \propto 1/\sqrt{V_m}$ des Ions an die Resonatormode zur Folge hat. Dies resultiert darin, dass Dämpfungsprozesse die zuverlässige Umwandlung des photonischen in das ionische Qubit verhindern. Diese Tatsache und das Bestreben, den Einfluss von nahen dielektrischen Oberflächen auf das Fallenpotential zu minimieren⁴, hat zu der Idee geführt, die Endflächen von Glasfasern als Spiegel für einen optischen Resonator zu verwenden. Dabei wurden die Faseroberflächen mit Laserpulsen bearbeitet und mit hochreflektierenden Schichten versehen, um konkave Spiegel zu erhalten [Hunger u. a. (2012)]. Für neutrale Atome ließ sich mit dieser Technik bereits eine starke Kopplung mit der Resonatormode realisieren [Colombe u. a. (2007)], und

⁴Insbesondere Laserlicht, das auf Dielektrika trifft, sorgt durch Aufladungen für ein verändertes Fallenpotential, siehe [Harlander u. a. (2010)]

1. Einleitung

kürzlich wurden erste Erfolge für die Implementierung in ionische Systeme vermeldet [Steiner u. a. (2013)]. Um einen Faserresonator aufzubauen, dessen Spiegel sich in einem ausreichend großen Abstand zu dem Ion befinden, reichen die mit der Laserablation erzeugten effektiv nutzbaren Spiegelgrößen jedoch nicht aus, sodass Beugungsverluste die starke Kopplung verhindern.

Ziel dieser Arbeit war daher die Entwicklung der Oberflächenbearbeitung der Glasfasern mit Hilfe einer Ionenfeinstrahlanlage, sodass größere nutzbare Spiegelflächen entstehen. Des Weiteren wurden Ansätze zur Integration des Resonators in die mikrostrukturierte Ionenfalle entwickelt, die in ähnlicher Form in dieser Arbeitsgruppe bereits erfolgreich verwendet wird und nun für die Umsetzung der Licht-Ion-Schnittstelle modifiziert wurde.

2

Theoretische Grundlagen

Ein zukünftiger Quantenrepeater, der auf der Basis einer Licht-Ionen-Schnittstelle arbeitet, muss verschiedene Aufgaben erfüllen. Zunächst muss er Ionen fangen, speichern und manipulieren können. Zu diesem Zweck wird eine mikrostrukturierte, segmentierte Ionenfalle verwendet, die im ersten Abschnitt kurz vorgestellt wird. Es wird erklärt, wie sowohl einzelne als auch mehrere ⁴⁰Ca⁺-Ionen gefangen und entlang der Fallenachse transportiert, zu Ionenkristallen zusammengeführt und wieder getrennt werden können. Anschließend werden die Grundzüge der Licht-Ion-Wechselwirkung kurz vorgestellt, um Klarheit darüber zu schaffen, wie mit Hilfe von Lasern verschiedener Wellenlänge die Kontrolle über sowohl die internen als auch die externen Freiheitsgrade des Ions gelingt. Damit wird die Grundlage zum Verständnis für die Präparation und Manipulation von Quanteninformation im Ion sowie für die Durchführung einer Bell-Messung an zwei Ionen gelegt, was eine weitere Anforderung an einen Quantenrepeater darstellt.

Des Weiteren muss die kohärente Wechselwirkung zwischen einem Ion und einem einzelnen Photon, welches das "flying Qubit" darstellt, gewährleistet sein. Dies wird durch die Integration eines optischen Fabry-Pérot-Resonators in die Falle ermöglicht. Um den neuen Charakter der hier vorliegenden quantisierten Licht-Atom-Wechselwirkung zu verstehen, wird die Resonator-Quantenelektrodynamik noch einmal gesondert in ihren Grundzügen dargelegt. Daraus ergeben sich Anforderungen, die ein optischer Resonator für eine starke Licht-Ion-Kopplung erfüllen muss. Diese werden nach einer kurzen Abhandlung über die wichtigsten Eigenschaften von Fabry-Pérot-Resonatoren am Ende dieser Theorie-Einführung genauer diskutiert, um wichtige Zielgrößen für die experimentelle Umsetzung festzulegen.

2.1. Die segmentierte Mikro-Ionenfalle

In diesem Experiment werden Ionen mit einer *segmentierten, mikrostrukturierten Ionenfalle* gefangen, die auf der von Wolfgang Paul 1956 entwickelten Paul-Falle [Paul u. a. (1958)] basiert. Diese wird im Folgenden kurz vorgestellt, nähere Details finden sich in [Leibfried u. a. (2003)] und [Schulz u. a. (2008)].

Das Grundprinzip ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Der Teilcheneinschluss erfolgt über vier Elektroden, von denen jeweils zwei gegenüberstehende Elektroden eine konstante Spannung (DC) bzw. eine Wechselspannung im Radiofrequenzbereich (RF) relativ zur Masse haben.



Abbildung 2.1.: Prinzip der linearen, segmentierten Paulfalle. Sowohl DC- als auch RF-Elektroden sorgen für den radialen, DC-Elektroden für den axialen Einschluss des Ions (rot) [Ziesel (2008)].

Die Gleichspannungselektroden sind zudem in mehrere Segmente unterteilt, wodurch das Potential entlang der z-Achse variiert werden kann. Diese Konfiguration erzeugt ein Potential der Form

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{1}{2}U_{\rm dc}(\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2) + \frac{1}{2}U_{\rm rf}\cos(\omega_{\rm rf} t)(\alpha' x^2 + \beta' y^2 + \gamma' z^2)$$
(2.1)

Dabei stehen $U_{\rm dc}$ und $U_{\rm rf}$ für die angelegten Spannungen und $\omega_{\rm rf}$ für die Frequenz des elektrischen Wechselfeldes. Die griechischen Koeffizienten hängen von der Fallengeometrie ab. Aufgrund der Laplace-Gleichung $\Delta \Phi = 0$ muss für sie

$$\alpha + \beta + \gamma = 0 \quad \text{und} \quad \alpha' + \beta' + \gamma' = 0 \tag{2.2}$$

gelten, was für die hier betrachtete Falle mit

$$\alpha + \beta = -\gamma \quad \text{und} \quad \alpha' = \beta', \quad \gamma' \approx 0$$
(2.3)

gelöst wird. Um die Bewegung des Ions im Fallenpotential zu beschreiben, muss die *Mathieusche Differentialgleichung* für jede Dimension gelöst werden. In einer Dimension gilt:

$$\frac{\mathrm{d}^2 x}{\mathrm{d}\xi^2} + (a_x - 2q_x \cos(2\xi)) = 0 \tag{2.4}$$

mit den Abkürzungen

$$\xi = \frac{\omega_{\rm rf}t}{2}, \quad a_x = \frac{4|e|U_{\rm dc}\alpha}{m\omega_{\rm rf}^2}, \quad q_x = \frac{2|e|U_{\rm rf}\alpha'}{m\omega_{\rm rf}^2} \tag{2.5}$$

Für $(|a_x|, q_x^2) \ll 1$ findet man als stabile Lösung

$$x(t) = x_0 \cos(\Omega_{\rm s} t) \left(1 - \frac{q_x}{2} \cos(\omega_{\rm rf} t)\right)$$
(2.6)

Man sicht, dass die Bewegung des Teilchens entlang einer Raumrichtung aus zwei Oszillationen besteht: Zum einen aus der schnellen *Mikrobewegung*, mit der das Teilchen der Radiofrequenz $\omega_{\rm rf}$ folgt, und zum anderen aus der langsameren *Säkularbewegung*:

$$\Omega_{\rm s} \approx \sqrt{a_x + q_x^2/2} \, \frac{\omega_{\rm rf}}{2} \, \ll \omega_{\rm rf} \tag{2.7}$$

Die Segmentierung der Ionenfalle ermöglicht, das Ion im Prinzip nach Belieben entlang der Fallenachse zu bewegen. Für den schnellen Transport von einem Fallensegment zum benachbarten wird das Potentialminimum durch geeignete Ansteuerung der DC-Fallenelektroden so verschoben, dass das Ion der Bewegung folgt. Um eine Aufheizung des Ions zu vermeiden, wird am Ende der Transportsequenz mit Hilfe eines kurzen "Spannungskicks" am Startsegment die Phase des Ions derart verändert, dass es fast keine Bewegungsenergie aufnimmt. So kann ein Ion, dass sich im Bewegungsgrundzustand befindet, mit einer durchschnittlichen Energie-Erhöhung von weit weniger als einer Schwingungsanregung zum benachbarten Segment transportiert werden [Walther u. a. (2012),Bowler u. a. (2012)].

Eine weitere nützliche Anwendung ist das Trennen von zwei Ionen, die zuvor einen linearen Ionenkristall gebildet haben. Dieser zeichnet sich dadurch aus, dass sie über gemeinsame Schwingungsmoden verfügen, wodurch eine Verschränkung der beiden internen Zustände der Ionen erreicht werden kann. Eine Sequenz zum schnellen Trennen von zwei Ionen wurde ebenfalls bereits erfolgreich an einer ähnlichen Paulfalle durchgeführt [Bowler u. a. (2012)]. Diese Prozesse sind ein wichtiger Bestandteil des *entanglement swapping*, dem Protokoll, das sich ein künftiger Quantenrepeater zunutze macht (siehe Kapitel 6).

2.2. Licht-Ion-Wechselwirkung

Um die grundlegenden Techniken zur Manipulation eines gefangenen Ions durch Laser zu verstehen, ist es nützlich, zunächst die Wechselwirkung zwischen einem atomaren Zwei-Niveau-System in einem harmonischen Potential mit einem nahresonanten, kontinuierlichen Laserfeld näher zu untersuchen. Dazu wird in diesem Kapitel das von E. T. Jaynes und F. W. Cummings 1963 entwickelte, semiklassische *Jaynes-Cummings-Modell* herangezogen [Jaynes u. Cummings (1963)]. In Kapitel 2.3 wird schließlich die Verwendung des vollständig quantisierten Modells notwendig, um die Wechselwirkung des Ions mit einzelnen Photonen einer Resonatormode zu charakterisieren. Der Hamiltonoperator für das beschriebene System ist [Roos (2000)]

 $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1 \tag{2.8}$

mit dem Atom-Anteil

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega_a\hat{\sigma}_z + \frac{\hat{p}_x^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega_x^2\hat{x}^2.$$
(2.9)

Dabei steht der erste Term für die Energie des Zwei-Niveau-Systems mit der Energiedifferenz $\hbar\omega_a$, $\sigma_z = |e\rangle \langle e| - |g\rangle \langle g|$ projiziert den angeregten Zustand $|e\rangle$ auf die Energie $+\frac{1}{2}\hbar\omega_a$ bzw. den Grundzustand $|g\rangle$ auf $-\frac{1}{2}\hbar\omega_a$. Der zweite und dritte Term berücksichtigt die Bewegung des Ions im Fallenpotential, wobei hier nur eine Dimension xbetrachtet wird. Mit den Relationen

$$\hat{x} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\,\omega_x}}(\hat{a}^{\dagger} + \hat{a}) \quad \text{und} \quad \hat{p}_x = i\sqrt{\frac{\hbar\,m\,\omega_x}{2}}(\hat{a}^{\dagger} - \hat{a}) \tag{2.10}$$

lässt sich dies auch mit Hilfe der *Erzeugungs*- und *Vernichtungsoperatoren* ausdrücken, die der bosonischen Vertauschungsrelation $[\hat{a}, \hat{a}^{\dagger}] = 1$ gehorchen. Der atomare Hamiltonoperator wird damit zu

$$\hat{H}_0 = \hbar \,\omega_x \left(\hat{a}^\dagger \,\hat{a} + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} \hbar \,\omega_a \sigma_z \tag{2.11}$$

Die Bewegungsenergie des Ions ist demnach mit der Anzahl der Schwingungsanregungen $\hat{N} = \hat{a}^{\dagger} \hat{a}$ der Energie $\hbar \omega_x$ quantisiert.

 \hat{H}_1 beschreibt die Licht-Ion-Wechselwirkung nach

$$\hat{H}_{1} = \frac{1}{2}\hbar\Omega_{0}(\sigma^{+} + \sigma^{-})\left(e^{i(kx - \omega_{L}t + \phi)} + e^{-i(kx - \omega_{L}t + \phi)}\right)$$
(2.12)

Dabei stehen σ^+ und σ^- für den Auf- bzw. Absteigeoperator, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ für die Wellenzahl und ω_L für die Lichtfrequenz. Ω_0 wird als *resonante Rabi-Frequenz* bezeichnet und ist definiert als

$$\Omega_0 = \frac{2E_0}{\hbar} d = \frac{2eE_0}{\hbar} \langle g|\hat{r}|e\rangle$$
(2.13)

mit dem elektrischen Feld E_0 und dem Matrixelement d des entsprechenden Übergangs. Die Rabi-Frequenz gibt im Allgemeinen die Stärke der durch das Laserfeld entstehenden Kopplung zweier atomaren Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ an. Löst man die Schrödingergleichung für das System, so zeigt sich, dass die Besetzungswahrscheinlichkeit $|c_i(t)|^2$ zwischen den beiden gekoppelten Zuständen gerade mit Ω oszilliert:

$$|c_1(t)|^2 = \cos^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \tag{2.14}$$

$$|c_2(t)|^2 = \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \tag{2.15}$$

Definiert man zusätzlich den Lamb-Dicke Parameter

$$\eta = k \, \cos(\theta) \sqrt{\frac{\hbar}{2 \, m \, \omega}} \tag{2.16}$$

und wendet die Drehwellennäherung oder rotating wave approximation an [Loudon (2000)], so schreibt sich (2.12) als

$$H_I = \frac{1}{2}\hbar\,\Omega_0\left(e^{i\eta(\hat{a}+\hat{a}^{\dagger})}\sigma^+e^{-i\Delta t} + e^{-i\eta(\hat{a}+\hat{a}^{\dagger})}\sigma^-e^{i\Delta t}\right) \tag{2.17}$$

Dabei wurde gleichzeitig in das Wechselwirkungsbild $\hat{H}_I = \hat{U}^{\dagger} \hat{H}_1 \hat{U}$ mit $\hat{U} = e^{iH_0 t/\hbar}$ transformiert und die Verstimmung der Laserfrequenz zum atomaren Übergang zu $\Delta = \omega_L - \omega_a$ definiert.

Der obige Ausdruck kann weiter vereinfacht werden, wenn man sich im *Lamb-Dicke-Regime* befindet. Dieses ist erreicht, wenn die Bedingung

$$\eta \sqrt{\langle (\hat{a}^{\dagger} + \hat{a})^2 \rangle} \ll 1 \tag{2.18}$$

erfüllt ist. Dies bedeutet veranschaulicht, dass die Wellenfunktion des Ions viel kleiner als die Wellenlänge λ des eingestrahlten Lichts ist. In diesem Fall lässt sich die Exponentialfunktion in (2.17) zu $e^{i\eta(\hat{a}^{\dagger}+\hat{a})} \approx 1 + i\eta(\hat{a}^{\dagger}+\hat{a})$ entwickeln. Das Erreichen dieses Regimes ist insofern interessant, als dass laserinduzierte atomare Übergänge, die den Bewegungszustand um mehr als eine Schwingungsanregung ändern, stark unterdrückt werden. Dadurch erlangt man Kontrolle über die externe Bewegung des Ions über die Verstimmung Δ : Strahlt man den Laser resonant ein ($\Delta = 0$), so vereinfacht sich (2.17) weiter zu

$$\hat{H}_I = \frac{\hbar}{2} \Omega_0 (\sigma^+ + \sigma^-) \tag{2.19}$$

Die Kopplung findet demnach zwischen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ bei konstanter Phononenzahl statt. Diesen Übergang nennt man *Trägerübergang*.

Strahlt man den Laser allerdings mit einer Verstimmung $\Delta = \pm \omega_x$ ein, so lässt sich eine Kopplung zwischen $|g,n\rangle$ mit $|e, n \pm 1\rangle$ erreichen. Diese Übergänge nennt man das rote $(|n-1\rangle)$ bzw. blaue $(|n+1\rangle)$ Seitenband. Ihre Rabi-Frequenzen betragen [Leibfried u. a. (2003)]:

$$\Omega_{n,n-1} = \eta \sqrt{n} \Omega_0 \tag{2.20}$$

$$\Omega_{n,n+1} = \eta \sqrt{n} + 1\Omega_0 \tag{2.21}$$

⁴⁰Ca⁺ als stationäres Qubit

Zur Realisierung eines Quantenbits wird in diesem Experiment ⁴⁰Ca⁺ verwendet, das durch Ionisieren von neutralem Calcium mit einem Zwei-Photonen-Prozess gewonnen wird [Gulde u. a. (2001)]. Die relevanten elektrischen Zustände für die Manipulation mit Lasern sind in einem Termschema in Abbildung 2.2 dargestellt [James (1998)]. Dabei wurden zur Übersichtlichkeit die Zeeman-Unterzustände weitestgehend ausgespart.

Um zwei interne Zustände des $\rm ^{40}Ca^+$ einem Qubit zuzu
ordnen, eignen sich zwei Varianten:



Abbildung 2.2.: Termschema der relevanten Zustände von ⁴⁰Ca⁺. Die von Lasern getriebenen Übergänge sind mit Pfeilen dargestellt.

Das optische Qubit: Aufgrund des dipolverbotenen Übergangs nach $4^2S_{1/2}$ weist der $3^2D_{5/2}$ -Zustand eine lange Lebensdauer von über einer Sekunde auf. Dies ermöglicht eine Codierung des Qubits in die beiden Niveaus, da die üblichen experimentellen Sequenzen einige Millisekunden benötigen und daher nicht durch den Zerfall des $3^2D_{5/2}$ -Zustands beeinträchtigt werden. Die kohärente Dynamik wird mit einem Laser über den Quadrupolübergang bei 729 nm betrieben. Bei einem Quadrupolübergang gelten die in Abschnitt 2.2 hergeleiteten Gesetzmäßigkeiten, wenn (2.13) durch

$$\Omega_0 = \frac{e E_0 k}{\hbar} \langle g | r \, \hat{r} | e \rangle \tag{2.22}$$

ersetzt wird.

Das Spin-Qubit: Die in Abbildung 2.2 dargestellten Niveaus werden im Experiment durch ein Magnetfeld von wenigen Gauß in ihre Zeeman-Unterniveaus aufgespalten, wie es für den $4^2S_{1/2}$ -Zustand gezeigt ist. Da ihre Lebensdauer praktisch unendlich ist, eignen sich diese Unterzustände ebenfalls für die Implementierung des Qubits. Die Dynamik wird über einen stimulierten *Raman-Übergang* bei 729 nm getrieben. Dies wird durch das Einstrahlen zweier Lichtfelder der Frequenzen ω_1 und ω_2 erreicht, die an ein virtuelles Niveau nahe dem $4^2P_{1/2}$ -Zustand koppeln und deren Energiedifferenz $\Delta E_Z = \hbar (\omega_1 - \omega_2)$ der Zeeman-Aufspaltung entspricht [Leibfried u. a. (2003)]. Ist die Verstimmung Δ_R zum $4^2P_{1/2}$ -Zustand ausreichend groß, so entsteht eine effektive Kopplung der beiden Unterzustände $|m = +1/2\rangle$ und $|m = -1/2\rangle$. Auch hier gelten abermals die obigen Gleichungen mit der Ersetzung der Kopplung durch

$$\Omega_0 = -2 \frac{|\Omega_{-,P} \,\Omega_{+,P}|}{\Delta_R} e^{i\Delta\phi} \tag{2.23}$$

Wobei $\Omega_{-,P}$ und $\Omega_{+,P}$ für die Kopplungskonstanten der Zeeman-Unterniveaus zum $4^2 P_{1/2}$ -Zustand und $\Delta \phi$ für die Phasendifferenz zwischen den beiden Laserstrahlen steht.

Der Vorteil dieser Qubit-Umsetzung liegt darin, dass die beiden Raman-Lichtfelder aus einer Laserquelle erzeugt werden können, was eine hohe Phasenstabilität mit sich bringt. Demgegenüber stehen allerdings Magnetfeldfluktuationen, die zu leichten Verschiebungen der Zeeman-Aufspaltung und damit zu Phasendekohärenzen führen.

Die Auslese des Qubits erfolgt über das Einstrahlen eines Lasers bei der Wellenlänge 397 nm. Bei einem optischen Qubit, das durch diesen Messprozess auf den $4^2S_{1/2}$ -Zustand projiziert wird, wird der Übergang nach $4^2P_{1/2}$ getrieben. Aufgrund der kurzen Lebensdauer von 8 ns streut das Ion in kurzer Zeit sehr viele Photonen, die mit Hilfe einer Abbildungsoptik von einer CCD-Kamera eingefangen werden, wodurch ein messbares Signal entsteht. Wird das Qubit in den $3^2D_{5/2}$ -Zustand projiziert, bleibt die Photonenstreuung aus, das Ion ist "dunkel".

Um diese Detektion bei dem Spin-Qubit zu ermöglichen, wird zunächst die *electron* shelving-Technik angewendet, bei der einer der Spin-Unterzustände mittels eines Laserpulses bei 729 nm in einen Unterzustand des $3^2D_{5/2}$ -Niveaus befördert wird. Anschließend erfolgt die Auslese analog des optischen Qubits über die Fluoreszenz.

Das Laserlicht bei 397 nm wird bei allen Prozessen nicht exakt auf der Resonanz des Übergangs eingestrahlt, sondern leicht rotverschoben, d.h. mit einer Energiedifferenz $\hbar (\omega_a - \omega_L) > 0$. Da das Ion nun Photonen mit kleinerer Energie aufnimmt als es abgibt, wird dem Ion Bewegungsenergie entzogen. Diese Technik wird *Dopplerkühlen* genannt und wird im Idealfall nur durch die Rückstoßenergie der emittierten Photonen limitiert [Stenholm (1986)]:

$$k_B T_{\min} = \frac{1}{2} \hbar \Gamma \tag{2.24}$$

wobei $\Gamma/2\pi$ für die Linienbreite des Übergangs steht. Allerdings gibt es mit $3^2D_{5/2}$ und $3^2D_{3/2}$ zwei weitere Zerfallskanäle, in die der $4^2P_{1/2}$ -Zustand zerfallen kann. Dies geschieht zwar deutlich seltener, stört jedoch durch die langen Lebensdauern dennoch den Kühlprozess. Daher wird gleichzeitig Licht der Wellenlängen 866 nm und 854 nm eingestrahlt, um das Ion in die Kühlschleife zurückzuführen oder um das Ion für eine erneute Sequenz zu präparieren.

Die Theorie der semiklassischen Licht-Ion-Wechselwirkung liefert eine gute Beschreibung für die Kontrolle der elektrischen Zustände des Ions mit Laserlicht und hat zum Verständnis über die essentiellen Techniken für die Präparation, Manipulation und Auslese des Quantenbits beigetragen. Bei der Implementierung einer Übertragungsschnittstelle zwischen dem ionischen und dem photonischen Qubit tritt jedoch eine neue Qualität der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie auf, deren Eigenschaften im Folgenden Abschnitt näher untersucht werden.

2.3. Resonator-Quantenelektrodynamik

Ein freies Ion koppelt mit einer unendlichen Anzahl von Moden des elektromagnetischen Feldes. Durch das Befördern des Ions in einen optischen Resonator kann man das Modenspektrum jedoch derart beeinflussen, dass die Wechselwirkung mit einer einzelnen Feldmode die aller anderen dominiert. Dieser Effekt wird für die Umsetzung eines Quantenrepeaters benötigt, da die kohärente Wechselwirkung des Ions mit einem einzelnen Photon gewährleistet werden muss. Um Bedingungen für das Erreichen dieses Regimes aufzustellen und die Dynamik des Systems näher zu charakterisieren, wird hier das vollständig quantisierte Jaynes-Cummings-Modell verwendet (vgl. Kapitel 2.2).

Es sei darauf hingewiesen, dass in diesem idealisierten Fall die Energie erhalten bleibt, da das Licht den Resonator nicht verlässt. Dagegen koppelt das Ion in dem in Abschnitt 2.2 beschriebenen System an ein Laserfeld, durch das es Energie mit der Umgebung austauschen kann. Trotz dieses grundlegenden Unterschieds liegen viele Parallelen in der quantenmechanischen Beschreibung der beiden Systeme vor.

Der Hamilton-Operator der idealisierten Wechselwirkung eines atomaren Zwei-Niveau-Systems mit einer einzelnen Feldmode ist [Haroche u. Raimond (2006)]:

$$\hat{H} = \hat{H}_a + \hat{H}_c + \hat{H}_I \tag{2.25}$$

wobei \hat{H}_a aus dem ersten Term von Gleichung (2.9) besteht. Der zweite Term repräsentiert die Energie der Mode:

$$\hat{H}_c = \hbar \omega_c \hat{N} \tag{2.26}$$

Dabei steht ω_c für die Kreisfrequenz der Resonatormode und $\hat{N} = \hat{a}^{\dagger}\hat{a}$ für den Photonenzahloperator. Die Nullpunktenergie wird hier vernachlässigt. Der dritte Term beinhaltet die Licht-Atom-Kopplung und lautet in der Dipolnäherung:

$$\hat{H}_I = -\hat{D} \cdot \hat{E}_c = -d(\hat{\sigma}^- + \hat{\sigma}^+) \cdot i \ \mathcal{E}_0(\hat{a} - \hat{a}^\dagger)$$
 (2.27)

mit dem Dipolmatrixelement $d = \langle e | \hat{d} | g \rangle$ und dem elektrischen Feld $\mathcal{E}_0 = \sqrt{\frac{\hbar \omega_c}{2\varepsilon_0 V_m}}$ pro Photon. In diesem Ausdruck tritt bereits das Modenvolumen V_m auf, auf das in Abschnitt 2.4.2 näher eingegangen wird.

Multipliziert man nun die Klammern in dem obigen Ausdruck aus, so treten neben den energieerhaltenden Termen $\hat{\sigma}^- \hat{a}^{\dagger}$ und $\hat{\sigma}^+ \hat{a}$, die die Emission bzw. Absorption eines Photons durch das Ion beschreiben, die beiden Terme $\hat{\sigma}^+ \hat{a}^{\dagger}$ und $\hat{\sigma}^- \hat{a}$ auf, die abermals im Zuge der Drehwellennäherung (siehe 2.2) vernachlässigt werden.

Um ein Maß für die Stärke der Kopplung des atomaren Übergangs mit der Resonatormode zu erhalten, führt man nun den Kopplungsparameter g_0 ein:

$$g_0 = -\frac{\Omega_0}{2} = -\frac{e}{\hbar} \sqrt{\frac{\hbar\omega_c}{2\varepsilon_0 V_m}} \langle e|\hat{r}|g\rangle$$
(2.28)

Er gibt die maximal mögliche Kopplung für ein Ion in einem Resonator mit dem Modenvolumen V_m und der Resonanzfrequenz ω_c an. Im Allgemeinen hängt die Kopplung von der Position des Ions in der Mode ab:

$$g(\rho, z) = f(\rho, z) g_0$$
 (2.29)

wobei $f(\rho, z)$ die Intensitätsverteilung der Feldmode ist. Für die später betrachteten Resonatormoden befindet sich das Maximum im Bauch der Mode, dort gilt $f(\rho, z) = 1$. Betrachtet man den nahresonanten Fall $(\frac{\omega_a - \omega_c}{\omega_a + \omega_c} \ll 1)$, ergeben sich nach dem Diagonalisieren des Jaynes-Cummings-Hamiltonoperators die Eigenzustände zu

$$|+,n\rangle = \cos(\Theta_n/2) |e,n\rangle + i\sin(\Theta_n/2) |g,n+1\rangle$$
(2.30)

$$|-,n\rangle = \sin(\Theta_n/2) |e,n\rangle - i\cos(\Theta_n/2) |g,n+1\rangle, \qquad (2.31)$$

mit den Energien

$$E_n^{\pm} = (n+1/2)\hbar\omega_c \pm \frac{\hbar}{2}\sqrt{\Delta_c^2 + \Omega_n^2}.$$
 (2.32)

Dabei wurde die Photonenzahl n, die quantisierte Rabi-Frequenz des n-ten Photonenzustands $\Omega_n = \Omega_0 \sqrt{n+1}$, die Verstimmung der Resonatormode zu dem Atomübergang $\Delta_c = \omega_a - \omega_c$ und der Mischwinkel Θ_n eingeführt, der das Verhältnis der Rabi-Frequenz zu der Verstimmung angibt:

$$\tan \Theta_n = \frac{\Omega_n}{\Delta_c} \tag{2.33}$$

Es ist dabei zu beachten, dass der Wechselwirkungsterm jeweils die Zustände $|e, n\rangle$ und $|g, n + 1\rangle$ miteinander koppelt. Die neu entstandenen Eigenzustände werden *dressed states*, die Energieaufspaltung *Rabi-Splitting* genannt. Ein Vergleich der Summe der Einzelenergien des atomaren Systems und der Feldmode mit den Energien der dressed states in Abhängigkeit der Verstimmung Δ_c ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Das Rabi-Splitting lässt sich auch zum Ionennachweis heranziehen.



Abbildung 2.3.: Rabi-Splitting der dressed states im Regime der starken Kopplung (siehe Text)

2.4. Optische Resonatoren

Bei der Suche nach geeigneten optischen Resonatoren zur experimentellen Realisierung einer Licht-Ion-Schnittstelle zeigt sich, dass der *Fabry-Pérot-Resonator* ein sehr erfolgversprechender Kandidat ist, da hohe Kopplungen bei moderaten Abständen des Ions zum Resonator erreicht werden können. Im Folgenden werden die physikalischen Grundlagen eines solchen Resonators vorgestellt, um bei der Wahl des optimalen Satzes von Fertigungsparametern in Abschnitt 2.5 darauf zurückgreifen zu können.

2.4.1. Der Fabry-Pérot-Resonator

Das Grundprinzip ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Zwei Spiegel mit Krümmungsradien r_1 und r_2 stehen sich gegenüber und stellen damit Randbedingungen für das elektromagnetische Feld dar, welches sich innerhalb dieses Volumens ausbilden kann.

Damit sich eine Resonanz ausbilden kann, müssen die Spiegelradien und die Positionierung derart gewählt werden, dass ein Lichtstrahl nach je einer Reflexion an den beiden Spiegelflächen exakt wieder in sich zurückgeworfen wird. Mit Hilfe dieser Forderung lässt sich folgende Stabilitätsbedingung formulieren [Kogelnik u. Li (1966)]:

$$0 < g_1 \, g_2 < 1 \tag{2.34}$$

mit $g_i = 1 - d/r_i$. In Abbildung 2.4 sind die Bereiche stabiler und instabiler Resonatorgeometrien abgebildet.

2.4.2. Die Gaußmode

Löst man die paraxiale Helmholtz-Gleichung mit der Bedingung, dass das elektrische Feld an den spiegelnden Endflächen verschwindet, so tritt als die dominierende Grundmode, die in einem solchen Resonator transversal anschwingt, die TEM₀₀- oder Gaußmode [Kogelnik u. Li (1966)] auf. Das elektrische Feld ist in Zylinderkoordinaten gegeben durch

$$E(\rho, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \cdot e^{-(\rho/w(z))^2} \cdot e^{-ik\rho^2/2R(z)} \cdot e^{i(\zeta(z)-kz)}$$
(2.35)

 mit

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}$$
 und $R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right)$ (2.36)

Dabei ist $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl. Die Strahltaille $2w_0$ gibt die Breite des Strahls in seiner Fokalebene an, innerhalb der das elektrische Feld größer als das 1/e-Fache sei-



Abbildung 2.4.: Stabilitätsdiagramm von Fabry-Pérot-Resonatoren in Abhängigkeit der Geometrieparameter g_1 und g_2 [Hettrich (2009)]

nes Maximalwertes E_0 ist. Sie ist mit der Rayleigh-Länge z_0 über folgende Beziehung verknüpft:

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \tag{2.37}$$

Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass die Krümmung R(z) am Ort der jeweiligen Spiegeloberfläche mit deren Krümmungsradius r_i übereinstimmt, damit die elektromagnetische Welle in sich reflektiert wird. Es wird bereits hier deutlich, dass sich durch die Wahl der Krümmungsradien r_i und des Abstands der Spiegeloberflächen d die Feldstärke im Zentrum des Resonators und damit die Kopplung an das Ion beeinflussen lässt.

Die in Kapitel 2.3 bereits erwähnte Modenfunktion $f(\rho, z)$ kann man aus (2.35) ablesen, indem man den Realteil des elektrischen Feldes durch dessen Maximalwert E_0 teilt. Das Modenvolumen V_m berechnet sich durch die Integration des Betragsquadrats der Modenfunktion über die gesamte Feldmode [Haroche u. Raimond (2006)]:

$$V_m = \int_0^\infty \int_{-d/2}^{d/2} |f(\rho, z)| \, \mathrm{d}z \, \mathrm{d}\rho = \frac{\pi}{4} w_0^2 \, d \tag{2.38}$$

Das Modenvolumen spielt in der Parameterauswahl in Kapitel 2.5 eine zentrale Rolle und ist nur von der Resonatorgeometrie abhängig.

2.4.3. Resonanzbedingungen

Zur Untersuchung der longitudinalen Resonanzeigenschaften wird nun ein optischer Resonator mit zwei Spiegeln der gleichen Reflektivität R und Transmittivität T betrachtet. Strahlt man Licht der Intensität I_0 über den Eingangsspiegel in den Resonator ein, so wird durch Vielstrahlinterferenz abhängig von der Phase φ , die das Licht bei einem Durchlauf im Resonator aufsammelt, ein Teil der Intensität reflektiert bzw. transmittiert [Meschede (2008)]:

$$I_{r}(\varphi) = I_{0} \frac{F \sin^{2}(\varphi/2)}{1 + F \sin^{2}(\varphi/2)}$$
(2.39)

$$I_{tr}(\varphi) = I_0 \frac{1}{1 + F \sin^2(\varphi/2)}$$
(2.40)

Hier wurde der Finesse-Koeffizient $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$ eingeführt, für die Phase gilt $\varphi = 2nkd$ mit $n \approx 1$.

In Abbildung 2.5 ist das Transmissionsverhalten gegen die Lichtfrequenz ν für zwei verschiedene Reflektivitäten R aufgetragen. Man erkennt Transmissionsmaxima, die für größere R, also bessere Spiegel, enger werden.



Abbildung 2.5.: Transmittierte Intensität eines Fabry-Pérot-Resonators in Abhängigkeit der Lichtfrequenz ν für R = 0, 5 (blau) und R = 0, 9 (rot).

Um daraus ein Qualitätsmaß für Resonatoren einzuführen, wird zunächst der Frequenzabstand zwischen zwei Resonanzen zu

$$\Delta \nu = \frac{c}{2d} \tag{2.41}$$

und die volle Halbwertsbreite mit Hilfe von Gleichung (2.40) zu

$$\delta\nu = \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}\Delta\nu\tag{2.42}$$

bestimmt. Dividiert man mit $\Delta \nu$, so erhält man die Definition der *Finesse*:

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \tag{2.43}$$

Man erkennt, dass sie nur von der Reflektivität der Spiegel abhängt. Zieht man noch die Verluste V durch Absorption bzw. Streuung der Spiegelbeschichtung mit ein, lässt sich die Finesse auch durch

$$\mathcal{F} = \frac{\pi}{T+V} \tag{2.44}$$

angeben, wobei hier von einer hohen Reflektivitä
t $\sqrt{R}\approx 1$ ausgegangen und R+T+V=1 verwendet wird.

Das im Resonator eingeschlossene Licht wird pro Reflexion an einer Spiegelschicht durch die Transmission und Verluste etwas abgeschwächt. Diese Dämpfung ist durch die Halbwertsbreite $\delta \nu$ gegeben kann durch eine Zerfallszeit τ beschrieben werden [Meschede (2008)]:

$$\tau = \frac{1}{2\pi\delta\nu} \tag{2.45}$$

Daraus resultiert die *Dämpfungsrate* κ , die hier mit (2.43) in Abhängigkeit von der Finesse und dem Spiegelabstand ausgedrückt wird:

$$\kappa = \frac{1}{2\tau} = \frac{\pi c}{2\mathcal{F}d} \tag{2.46}$$

Die Dämpfungsrate wird mit größerem \mathcal{F} und d kleiner, was bei der Parameterwahl ebenfalls berücksichtigt werden muss.

2.5. Anforderungen an optische Resonatoren

In diesem Kapitel werden die theoretischen und experimentellen Rahmenbedingungen zusammengeführt, um daraus die optimalen Parameter für die Fertigung und Integration eines optischen Resonators in die mikrostrukturierte Ionenfalle festzulegen. Es wird deutlich, dass zum Erreichen der experimentellen Vorgaben ein Faser-Fabry-Pérot-Resonator die geeigneten Voraussetzungen liefert.

2.5.1. Starke Kopplung

Die kohärente Wechselwirkung zwischen dem Ion und dem Resonator wird durch Verlustprozesse abgeschwächt. Diese sind zum einen die Dämpfungsrate κ des Resonators (siehe Kapitel 2.4.3) und zum anderen die spontane Zerfallsrate γ des atomaren Übergangs, mit der das Ion seine Anregung an das Modenkontinuum des Vakuums abgibt (siehe Abbildung 2.6). Das *Regime starker Kopplung* ist erreicht, wenn die Kopplung die Verluste überwiegt:

$$g > \kappa, \gamma \tag{2.47}$$



Abbildung 2.6.: Schema der Kopplung und der Verluste bei der Wechselwirkung eines Ions mit einer Resonatormode [Hettrich (2009)].

Ein Maß hierfür ist die Kooperativität C_0 :

$$C_0 = \frac{g^2}{2\kappa\gamma} \tag{2.48}$$

Die Dämpfungsrate κ wurde in (2.46) definiert, die Kopplungsrate im Zentrum der Feldmode g_0 ist gegeben durch [Colombe u. a. (2007)]:

$$g_0 = \sqrt{\frac{3\lambda^2 c\gamma}{\pi^2 w_0^2 d}} \tag{2.49}$$

Damit ergibt sich eine Kooperativität von

$$C_0 = \frac{3\lambda^2 \mathcal{F}}{\pi^3 w_0^2} \tag{2.50}$$

Um diesen Ausdruck zu maximieren, muss die Resonatormode über eine kleine Strahltaille verfügen. Diese ist abhängig von den Krümmungsradien r_i und der Resonatorlänge d [Kogelnik u. Li (1966)]:

$$w_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{d(r_1 - d)(r_2 - d)(r_1 + r_2 - d)}{(r_1 + r_2 - 2d)^2} \tag{2.51}$$

Die für eine kleine waist notwendigen Krümmungsradien r_i (siehe Abschnitt 2.5.2) liegen unterhalb der Grenze von kommerziell erhältlichen, polierten Spiegeln. Zusätzlich führt die Forderung nach einer geringen Resonatorlänge zu dem Problem, dass nahe an das Ion geführte makroskopische Spiegel das Fallenpotential aufgrund von Aufladungseffekten stärker stören und damit die Kontrolle des Ions erschwert wird.

Einen Ausweg aus dieser Situation liefert der Ansatz, den Resonator aus zwei Glasfaserendflächen zu formen, deren Oberflächen konkave Spiegelflächen bilden. In den letzten Jahren konnten damit große Fortschritte im Bereich der Licht-Ion-Schnittstelle erzielt werden [Colombe u. a. (2007)]. Wie in Kapitel 5 deutlich werden wird, eignet sich ein solcher *Faser-Fabry-Pérot-Resonator* zudem ausgezeichnet für die Integration in die mikrostrukturierte Ionenfalle, in der das Ion gefangen wird (siehe Kapitel 2.1). Dennoch ist die Resonatorlänge auf $d = 300 \ \mu m$ limitiert, damit die Glasfasern hinter den Fallensegmenten von den Laserstrahlen verdeckt sind und somit Aufladungseffekte minimiert werden [Harlander u. a. (2010)].

2.5.2. Modenanpassung

Um die Kopplungseffizienz des eingestrahlten Lichts in den Resonator zu optimieren, muss ein möglichst großer Überlapp zwischen der Mode des einfallenden Strahls und der Mode des optischen Resonators gewährleistet sein. Diese Modenanpassung lässt sich durch die Kopplungseffizienz ε quantifizieren [Joyce u. DeLoach (1984)]:

$$\varepsilon = \frac{4}{\left(\frac{w'_0}{w_0} + \frac{w_0}{w'_0}\right)^2 + \frac{s}{z'_0 z_0}}$$
(2.52)

wobei s der Abstand der beiden Strahltaillen und z_0 die Rayleigh-Längen der beiden Moden nach (2.37) sind. Zur Verdeutlichung sind die Parameter in Abbildung 2.7 dargestellt.



Abbildung 2.7.: Schema der Einkopplung aus der Mode der singlemode-Faser (rot) in die Resonatormode (blau). Zur Erhöhung der Auskoppeleffizienz wird eine Multimode mit größerem Kern verwendet (rechts).

In herkömmlichen Resonatoren wird die Einkopplung mit Hilfe einer Linse geeigneter Brennweite realisiert, was im Prinzip $\varepsilon = 1$ ermöglicht. Bei Faserresonatoren erfolgt die Kopplung jedoch über die Glasfaser selbst, wodurch die Kopplungseffizienz nur durch die Resonatorgeometrie beeinflusst werden kann. Dies stellt die Parameterwahl vor das folgende Problem:

Auf der Einkoppelseite wird eine singlemode-Faser mit einem Faserkern der Dicke 7 μ m verwendet, um eine definierte Mode einzustrahlen. Damit ist der Ort der Strahltaille des einfallenden Strahls auf den Austrittsort am Einkoppelspiegel festgelegt. Es wird schnell ersichtlich, dass eine plan-konkave Resonatorgeometrie zu einer maximalen Einkoppeleffizienz führt. Dies lässt sich allerdings nicht mit der Forderung nach einer möglichst geringen Strahltaille am Ort des Ions vereinbaren, da sich das Ion in der Mitte des Resonators befindet. Es muss daher ein Kompromiss zwischen Modenanpassung und Kooperativität gefunden werden. Da bei einer fest gewählten Finesse beide Größen nur von der Resonatorgeometrie (d, r_1, r_2) abhängen und $d = 300 \ \mu$ m gesetzt wurde, gilt es ein optimales Paar von Krümmungsradien zu finden. Es finden sich zwei Parameterbereiche, die in Frage kommen. Sie sind in Tabelle 2.1 angegeben. Dabei wurde eine



Abbildung 2.8.: Vergleich der Kooperativität und der Modenanpassung der beiden in Frage kommenden Parameterbereiche um $(r_1, r_2) = (150, 220) \, \mu \text{m}$ ((a) und (b)) bzw. $(r_1, r_2) = (600, 340) \, \mu \text{m}$ ((c) und (d)), exemplarisch gegen r_2 aufgetragen

Finesse von $\mathcal{F} = 30.000$ angenommen und die Wellenlänge und spontane Zerfallsrate des Übergangs von $3^2D_{5/2}$ nach $4^2P_{3/2}$ verwendet.

$r_1 \ [\mu m]$	$r_2 \; [\mu \mathrm{m}]$	C_0	ε
150	220	$78,\!5$	$0,\!52$
600	340	33,2	0,71

Tabelle 2.1.: Geeignete Krümmungsradien r_1 und r_2 für eine Resonatorlänge $d = 300 \ \mu \text{m}$ mit der entsprechenden Kooperativität C_0 und Kopplungseffizienz ε

Es ist zu erkennen, dass die erste Variante über eine deutlich bessere Kooperativität verfügt, allerdings zu Lasten der Kopplungseffizienz. Die zweite Variante hat zudem den Vorteil, robuster gegenüber Abweichungen in der Fertigung zu sein, wie es exemplarisch in Abbildung 2.8 durch Auftragen gegen den Krümmungsradius des Auskoppelspiegels r_2 gezeigt ist.

2.5.3. Spiegelqualität

Für eine hohe Kooperativität ist nach (2.50) eine hohe Finesse \mathcal{F} unabdingbar. Die Faserendflächen müssen daher über eine hohe Reflektivität verfügen (2.43). Die besten Ergebnisse werden dabei mit dielektrischen Vielschichtsystemen erreicht, die durch Ionenstrahlsputtern auf der Spiegelfläche angebracht werden. Dabei werden wiederholt abwechselnd zwei absorptionsarme Schichten verschiedener optischer Dichten n_1 und n_2 auf die Oberfläche aufgedampft. Das Reflexionsvermögen jeder Grenzschicht beträgt [Demtröder (2000)]:

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right)^2 \tag{2.53}$$

Wird die Schichtdicke mit $d = \lambda/4$ auf das einfallende Licht abgestimmt, so interferieren die reflektierten Teilstrahlen konstruktiv und führen so zu einer hohen Gesamtreflektivität des Spiegels. Dabei ist natürlich zu beachten, dass ein optischer Resonator nur in einem begrenzten spektralen Bereich über eine hohe Finesse verfügt.

Für sehr große Finessen genügt es allerdings nicht, die Reflektivität zu maximieren, es müssen auch die Spiegelverluste minimiert werden (siehe Gleichung (2.44)). Im Wesentlichen tragen drei Verlustprozesse zu den Gesamtverlusten V bei:

Absorption

Eine hohe optische Dichte n geht mit einem hohen Absorptionskoeffizienten einher [Demtröder (2000)]. Wie oben beschrieben, lässt sich durch das Verfahren der dielektrischen Vielfachschichten mit der Wahl von verhältnismäßig kleinen n_i dennoch ein hochreflektierender Spiegel herstellen, dessen Absorptionsverluste A im ppm-Bereich¹ liegen [Hood u. a. (2001)].

Streuverluste

Eine reale Oberfläche weist immer eine gewisse Rauigkeit auf. Bei jeder Reflexion wird demnach ein Teil des Lichts aus dem Resonator gestreut, was einen weiteren Verlustka-

¹parts per million $\doteq 10^{-6}$

nal darstellt. Um dies näher zu quantifizieren, wird üblicherweise die rms-Rauigkeit σ definiert:

$$\sigma^{2} = \frac{1}{L_{x}L_{y}} \int_{0}^{L_{x}} \int_{0}^{L_{y}} z(x, y)^{2} \, \mathrm{d}x \, \mathrm{d}y$$
(2.54)

Sie liefert eine Abschätzung über die tatsächlichen Unebenheiten der Oberfläche. Hieraus lässt sich eine Beziehung zu dem Streuverlust S herstellen, der als das Verhältnis aus gestreuter Intensität I_s zur reflektierten Intensität $R I_0$ definiert ist:

$$S = \frac{I_s}{R I_0} = \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2 \tag{2.55}$$

Dieser Zusammenhang ist jedoch als Näherung aufzufassen, da im Rauigkeitsspektrum Ortsfrequenzen, die kleiner als $2/\lambda$ sind, nicht zu den Streuverlusten beitragen.

Beugungsverluste

Die Gaußmode hat, wenngleich der Großteil der Intensität im Zentrum der Mode konzentriert ist, ein nach außen hin unbegrenztes Strahlprofil. Bei jeder Reflexion an einer endlichen Spiegelfläche geht demnach ein Teil der Intensität verloren. Solche *Clipping-Verluste* l_{cl} bei der Reflexion einer TEM₀₀-Mode mit Radius w an einem Spiegel mit Spiegelradius a berechnen sich zu



Abstand

Abbildung 2.9.: Verhalten der Finesse in Abhängigkeit der Resonatorlänge d

Nach (2.36) und (2.51) hängen diese von der Resonatorlänge d ab, wodurch die Finesse ebenfalls eine Funktion von d wird. Setzt man die einzelnen Verlustkanäle in (2.44) ein, so erhält man

$$\mathcal{F}(d) = \frac{\pi}{T + A + S + l_{cl}(d)} \tag{2.57}$$

Das Verhalten der Finesse über Abstand ist schematisch in Abbildung 2.9 dargestellt. Man erkennt, dass \mathcal{F} bis zu einer gewissen Resonatorlänge weitestgehend konstant auf einem hohen Niveau ist, um schließlich für größere d, wo die Beugungsverluste dominieren, einzubrechen. Für die in Tabelle 2.1 angegebenen Spiegelkonfigurationen ist bei einer Resonatorlänge von $d = 300 \ \mu m$ eine Spiegelfläche mit einem Durchmesser von etwa 70 μm erforderlich.
3

Herstellung von Faserresonatoren

Zur Herstellung von herkömmlichen optischen Resonatoren mit gekrümmter Oberfläche werden makroskopische Glassubstrate geschliffen, poliert und mit dielektrischen Spiegelschichten versehen (vgl. Kapitel 2.5.3). Dadurch lassen sich Finessen von bis zu $2 \cdot 10^6$ erreichen [Rempe u. a. (1992)]. Dies ist mit Glasfaserendflächen in dieser Form nicht möglich, und so wurden verschiedene alternative Techniken etabliert (siehe z.B. [Steinmetz u. a. (2006)]). Ein derzeit sehr erfolgreiches Verfahren stellt die Laserformung der Faserenden dar. Bei diesem Ansatz wird die Oberfläche mit Laserpulsen der Wellenlänge 10,6 μ m bestrahlt, die von einem CO₂-Laser stammen. Durch das Absorptionsverhalten von Glas in diesem Spektralbereich heizt sich das Material auf, sodass bei geschickter Wahl der Strahlparameter durch Aufschmelz- und Verdampfungsprozesse eine konkave Form auf der Oberfläche entsteht.

Insbesondere die geringe Oberflächenrauigkeit gehört zu den Stärken dieses Vorgehens: Mit gemessenen rms-Rauigkeiten von $\sigma = 0,24$ nm lassen sich Finessen bis 100.000 erreichen [Hunger u. a. (2012)]. Allerdings stellt die Formgebung der Spiegelfläche eine große Herausforderung dar, da diese Streuungen unterliegt. So sind die Strukturen nur näherungsweise rotationssymmetrisch um die Spiegelmitte, d.h. sie weisen laterale Exzentrizität von 0,7 und mehr auf. Des Weiteren ist das Oberflächenprofil nur in einem engen Bereich um das Zentrum sphärisch. Diese beiden Effekte haben zur Folge, dass die nutzbare Spiegelfläche mit Durchmessern von etwa 20 μ m verhältnismäßig klein ist, wodurch Beugungsverluste durch sphärische Aberrationen nach Gleichung (2.57) schon bei kleinen Resonatorlängen d zum Tragen kommen. Ein Faserresonator, der aus laserbearbeiteten Glasfasern besteht, lässt sich üblicherweise bis zu einer Resonatorlänge von 100 μ m betreiben, bevor die Finesse einbricht, wie in Abbildung 2.9 gezeigt [Hettrich (2009)].

Aufgrund der in Kapitel 2.5.1 geforderten Resonatorlänge $d \approx 300 \ \mu \text{m}$ muss eine neuartige Oberflächenbearbeitung gefunden werden, die größere effektive Spiegelflächen ermöglicht. Wie in den folgenden Abschnitten ersichtlich wird, liefert die Bearbeitung mittels eines *Focused Ion Beams* (FIB) die Voraussetzungen zur Herstellung eines Faserresonators, der im Prinzip die gesamte Faserendfläche als konkave Spiegelfläche nutzt, wobei die Krümmungsradien weitestgehend frei gewählt werden können.

3.1. Focused Ion Beam

Eine Ionenfeinstrahlanlage, oder *Focused Ion Beam* (FIB), wird zur präzisen Oberflächenbearbeitung und -analyse auf Längenskalen bis hin zu wenigen Nanometern verwendet. Die Funktionsweise ähnelt der eines Rasterelektronenmikroskops (SEM): Ein Strahl ionisierter Atome wird in einem Hochvakuum mit einer Beschleunigungsspannung von üblicherweise mehreren kV beschleunigt, mittels einer Ionenoptik fokussiert und meist zeilenweise über die Probe gefahren (siehe Abbildung 3.1). Aufgrund der einfachen Strahlerzeugung wird häufig Gallium als Ionenquelle verwendet (siehe Abschnitt 3.1.1). Weitere übliche Elemente sind Helium, Xenon oder Neon, die wegen ihrer verschiedenen Massen für die unterschiedlichen Aufgaben des FIBs herangezogen werden. Die vier Hauptfunktionen sind [Yao (2007)]:

- Materialabtrag (auch milling genannt): Bei dem Beschuss einer Oberfläche mit Ionen spielen viele Prozesse eine Rolle, die zum Materialabtrag beitragen. Der wichtigste stellt dabei das sputtern dar. Hier ist die vom Ion auf die Oberflächen(nahen) Atome übertragene Energie so groß, dass im Zuge einer Kollisionskaskade mehrere Substratatome von der Oberfläche abgelöst werden. Die Beschleunigungsspannung, bei der dieser Prozess überwiegt, liegt im Bereich zwischen 10 und 100 kV. Bei höheren Ionenenergien kommt die Ionenimplantation (siehe unten) vermehrt zum Tragen, ab ca. 1 MeV dominieren inelastische Streuungen, bei denen hochenergetische Teilchen entstehen.
- Materialdeposition: Lässt man ein metallorganisches Gas über die Oberfläche der Probe einströmen, so kann man mit Hilfe des Ionenstrahls eine chemische Gasphasenabscheidung induzieren, deren Resultat eine Deponierung von Metallen mit einer hohen lateralen Auflösung von wenigen Nanometern auf der Oberfläche ist.
- **Bildgebung:** Durch die Wechselwirkung der einfallenden Ionen mit den Oberflächenatomen entstehen Sekundärelektronen und -ionen, die wahlweise detektiert und zur Bildgebung analysiert werden können. Die besten Ergebnisse bezüglich der

Auflösung werden dabei durch die Elektronendetektion durch Everhart-Thornley-Detektoren, eine Abwandlung des Szintillationszählers, oder Mikrokanalplatten, eine weitere Form des Elektronenvervielfachers, erreicht.

Implantation: Ein Teil der einfallenden Ionen dringt abhängig von seiner Energie einige zehn Nanometer in die Probe ein und ändert damit die Materialeigenschaften, z.B. durch Defekte in Kristallgittern. Dies kann zur hochpräzisen Dotierung von Materialien genutzt werden [Lesik u. a. (2013)].



Abbildung 3.1.: Schema eines Dual Beam-Geräts, dass eine FIB- (links) und eine SEM-Anlage (oben) beinhaltet. Der Ionenstrahl entsteht durch die Feldemission von Ionen aus der Flüssigmetall-Quelle mittels eines Extraktors, zwischen denen eine Spannung von mehreren kV anliegt. Die Ausrichtung und Fokussierung geschieht durch ein System aus mehreren Ionenlinsen. Eine Aperturlinse stellt die Strahlintensität ein. Zum Rastern des Strahls auf der Probe wird dieser durch einen weiteren Oktupol abgelenkt. Der Elekronenstrahl entsteht durch ähnliche Prozesse. Entnommen aus [Yao (2007)].

Durch diese Vielseitigkeit haben sich FIB-Systeme zu einem unverzichtbaren Instrument insbesondere in der Halbleiterindustrie entwickelt [Reyntjens u. Puers (2001)]. Als weiterer wichtiger Anwendungsbereich sei hier die Präparation von Proben zur Untersuchung mit dem Transmissionselektronenmikroskop erwähnt [Yao (2007)].

Die oben aufgelisteten Prozesse können mit Genauigkeiten von bis zu wenigen Nano-

metern durchgeführt werden. Nutzt man den Materialabtrag zur Formung der Spiegelflächen von Glasfasern, so wird bereits hier ersichtlich, dass es im Prinzip keine Limitierungen der genauen Form, wie die Strukturgröße oder den Krümmungsradius der Sphäre, gibt.

Aufgrund der deutlich höheren Masse der Ionen im Vergleich zu Elektronen geht die Bildgebung immer mit einem Materialabtrag einher, der um ein Vielfaches größer ist als bei Rasterelektronenmikroskopen. Da dieser zu unerwünschten Formänderungen der Struktur führen kann, hat sich ein *Dual Beam* oder *CrossBeam* genanntes System etabliert, das sowohl einen Ionen- als auch einen Elektronenstrahl beinhaltet, die in einem Winkel von meist 52° zueinander auf die Probe einfallen. Dadurch kann die Probe sowohl bearbeitet als auch weitestgehend nicht-destruktiv beobachtet werden. Im Zuge dieser Diplomarbeit wurde ein solches System verwendet, dessen für diese Arbeit wichtigsten Eigenschaften im folgenden Abschnitt kurz vorgestellt werden.

3.1.1. Das xT Nova 600 NanoLab von FEI

Das xT Nova 600 Nanolab ist ein Dual Beam Gerät der Firma FEI, das mit einer Flüssigmetall-Ionenquelle (LMIS) Gallium-Ionen mit einer Stromstärke I_I von bis zu 20 nA erzeugt, die mit Spannungen U_I von bis zu 30 kV beschleunigt werden. Das integrierte Rastertunnelmikroskop erreicht gleiche Ströme und Teilchenenergien, wird hier allerdings nur zur Bildgebung verwendet und daher bei üblicherweise $I_e = 2-5$ nA und $U_e = 5$ kV betrieben. Das Nova 600 verfügt zudem über einen Charge Neutralizer, eine niederenergetische Elektronenquelle, die die Oberfläche der Probe mit Elektronen flutet. Dies ist bei der Bearbeitung von Glas äußerst hilfreich, da die Oberfläche bei dem milling-Prozess sonst eine elektrostatische Aufladung erfährt, was zur unkontrollierten Ablenkung des Ionenstrahls und damit zu Abweichungen der tatsächlichen von der gewünschten Form führt.

Zu den wichtigsten Bestandteilen gehört die Vakuumkammer, die in drei miteinander verbundene Teilkammern aufgeteilt ist. In zweien befinden sich jeweils die FIB- und SEM-Anlage, in der Hauptkammer laufen alle wichtigen Systemkomponenten zusammen. Die Kammern werden insgesamt durch eine Turbomolekular- und drei Ionenzerstäuberpumpen (zwei davon sind für die Ionen- und Elektronenstrahl-Kammern zuständig) auf einen Druck von unter $3 \cdot 10^{-6}$ mbar evakuiert. Die Hauptkammer stellt gleichzeitig die Schleuse dar, durch die das Gerät mit Proben bestückt werden kann (siehe Abbildung 3.2). Die Proben werden auf einen Probenhalter angebracht, der wie-



Abbildung 3.2.: Das im Zuge dieser Diplomarbeit verwendete Dual Beam-Gerät xT Nova 600 NanoLab im Max-Planck-Institut für Polymerforschung in Mainz. Links befindet sich ein PC mit der Bediensoftware sowie weitere Steuerungs-Peripherie. Das Gerät steht auf einem optischen Tisch, der zum Schutz vor Vibrationen auf Druckluft gelagert ist. Die Vakuumpumpen befinden sich sowohl unter der Abdeckung als auch hinter dem Gerät. Im Hintergrund ist die Hochspannungsversorgung zu sehen. Ein ähnliches System wurde kürzlich in der Arbeitsgruppe KOMET am Institut für Physik der Universität Mainz installiert, welches in Zukunft ebenfalls verwendet wird¹.

derum auf einer motorisierten Fünf-Achsen-Plattform befestigt ist. Mit dieser Plattform lässt sich die Probe in alle Raumrichtungen verschieben, entlang einer Achse verkippen und um das Probenzentrum rotieren.

Die Bedienung erfolgt über einen PC, auf dem die Steuerungssoftware² installiert ist. Hier kann man die vollautomatisierte Be- und Entlüftung der Hauptkammer starten, Bewegungen der Plattform kontrollieren, Strahlparameter und Detektoren auswählen, die berechneten Bilder anzeigen lassen und milling-Prozesse starten.

Die Bildgebung erfolgt wahlweise über sekundäre Ionen oder Elektronen, für die jeweils verschiedene Detektoren ausgewählt werden können. Dabei hat sich sowohl beim Ionen-

¹Helios NanoLab 600i der Firma FEI

²xT microscope Control, Versions-Nr.: 3.8.8.1937

als auch beim Elektronenstrahl der Everhart-Thornley-Detektor³ im Sekundärelektronen-Modus als zuverlässig erwiesen.

3.1.2. Vorbereiten der Glasfasern

Ziel ist es, den optischen Resonator in eine Mikroionenfalle zu integrieren, wie es in Kapitel 5 näher beschrieben wird. Da ein zuverlässiges Fangen und Speichern von einzelnen Ionen nur im Ultrahochvakuum möglich ist ($p < 10^{-9}$ mbar), müssen auch die Glasfasern und insbesondere deren Schutzbeschichtung vakuumtauglich sein. Die Wahl fällt daher auf Fasern der Firma Oxford Electronics⁴ der Dicke 125 μ m, die mit einer Kupferlegierung ummantelt sind.

Der Ablauf der Vorbereitungen für die Oberflächenbearbeitung der Glasfaser sieht wie folgt aus:

Zunächst wird ein Stück Glasfaser der gewünschten Länge mit einer Seite für ca. 15 Minuten in 30-prozentige Salpetersäure gehalten, um den Kupfermantel zu entfernen. Bei Multimode-Fasern befindet sich zusätzlich eine dünne Kohlenstoffschicht um das Glas, was nach dem Beseitigen der letzten Kupfer- und Säurereste zusätzlich entfernt werden muss. Dies geschieht mit Hilfe eines Bunsenbrenners, durch dessen Flamme die Glasfaser kurz geführt wird. Dabei sollte beachtet werden, dass die Kupferschicht nicht unter die Flamme gerät, da diese sonst oxidiert. Nach dem abschließenden Reinigen des Faserendes mit Isopropanol muss nun eine möglichst glatte, plane Oberfläche entstehen. Zu diesem Zweck wird die Glasfaser in ein Faserbrechgerät der Firma Photon Kinetics⁵ eingespannt. In diesem wird das Faserende unter einer einstellbaren Zugspannung festgehalten, während eine oszillierende Diamantklinge von der Seite an das Glas herangeführt wird. Die Klinge ritzt die Faser an, wonach sie aufgrund der Zugspannung an dieser Stelle kontrolliert gespalten wird. Das Resultat ist eine plane, neue Oberfläche.

3.2. Oberflächenbearbeitung

Die Glasfaser wird in einen eigens konstruierten Halter eingespannt. Auf diesem befindet sich eine V-förmige Aussparung, in die die Faser gelegt werden kann, sodass die

³Eine Abwandlung des Szintillationszählers

 $^{^4\}mathrm{SM800\text{-}125CB}$ als single mode- bzw. GI50-125CB als multimode-Faser $^5\mathrm{Modell}:$ FK12

Modell: FK1

Oberfläche ca. 1 mm herausragt. Mit Hilfe eines Rings wird eine Backe auf dem Halter befestigt, der ebenfalls über eine solche V-Schiene verfügt. Dadurch wird die Faser festgeklemmt. Anschließend wird der Halter auf der Plattform des xT Nova 600 angebracht und die Schleuse geschlossen. Nach dem Entlüften der Hauptkammer wird die Elektronen- und Ionenoptik auf die Probe fokussiert. Im Zuge dessen wird die Plattform so positioniert, dass sich die Faseroberfläche auf der *euzentrischen Höhe* befindet, d.h. der Ionen- und Elektronenstahl zeigen auf den gleichen Punkt der Glasfaser. Des Weiteren wird die Probe um 52° verkippt, sodass der Ionenstrahl senkrecht auf die Oberfläche einfällt. Im Menü kann man die Faseroberfläche nun sowohl mit dem Elektronen- als auch dem Ionenstrahl auf verschiedenen Vergrößerungsstufen (10-fach bis 300.000-fach) sehen und damit relativ zum Strahl positionieren.

Ein milling-Prozess besteht aus mehreren Durchläufen (loops), in denen der Ionenstrahl nacheinander an die Punkte der Oberfläche gelenkt wird, an denen Material abgetragen werden soll. Die Menge des abgetragenen Materials hängt, neben den Strahlparametern U_I und I_I sowie der Anzahl der Durchläufe, von der Verweildauer (dwell time) τ des Strahls an diesem Punkt ab. Da die Strahlparameter während des gesamten milling-Prozesses konstant bleiben, wird die gewünschte Tiefenverteilung der Struktur durch die Angabe verschiedener Verweildauern an den jeweiligen Orten erreicht. In erster Näherung besteht dabei ein lineares Verhältnis zwischen der Zeit, die der Strahl während des gesamten Vorgangs auf einen Punkt eingewirkt hat ("dwell time × loops"), und der entstandenen Tiefe der Struktur an diesem Punkt. Dieser Zusammenhang gilt allerdings nur für verhältnismäßig kurze Verweildauern, da es sonst zu Redepositionseffekten kommt (siehe Abschnitt 3.2.1).

Sowohl die Ansteuerung der Strahlablenkung als auch die Verweildauer wird durch Digital-Analog-Wandler (DAC) bewerkstelligt [FEI (2006)]. Zwei 12-Bit-DAC sorgen für eine laterale Auflösung von 4096×4096 Pixel. Dabei ist zu beachten, dass sich diese Aufteilung auf das im Menü ausgewählte Sichtfeld bezieht. Möchte man demnach einen bestimmten physikalischen Punkt auf der Faseroberfläche ansteuern, so muss man den gerade eingestellten Vergrößerungsfaktor berücksichtigen sowie die Position der Glasfasern mit Hilfe der Verschiebeplattform einstellen.

Für die Verweildauer lassen sich 124 Werte ansteuern, die im Bereich von 0,1 μ s bis 4,6 ms liegen. Die Verteilung der Verweildauern innerhalb dieses Bereichs folgt annähernd einer Exponentialfunktion⁶.

Um nun durch Materialabtrag eine sphärische Struktur in der Faseroberfläche zu erzeu-

 $^{^6\}mathrm{Die}$ genauen Werte sind in Abschnitt A
 im Anhang zu finden.



 Abbildung 3.3.: (a) FIB-Aufnahme einer bearbeiteten Glasfaser senkrecht zur Oberfläche im frühen Entwicklungsstadium. (b) SEM-Aufnahme der gleichen Faser im Winkel von 52°. Am Rand ist die Kupferummantelung zu erkennen. (jeweils 1000-fache Vergrößerung, Details siehe Text)

gen, muss zunächst ein *stream file* erstellt werden. Diese ASCII-Textdatei enthält neben einem Dateikopf eine Liste der lateralen Koordinaten eines Punktes sowie die Verweildauer an diesem Punkt in Einheiten von $0,1 \ \mu$ s. Die im Zuge dieser Arbeit verwendeten stream files wurden mit Mathematica 7.0 erstellt. Nähere Informationen zur Erstellung und der Quelltext finden sich im Anhang B.

Als erster Ansatz wurde ein stream file erstellt, das eine sphärische Verteilung von nach außen hin abnehmenden Verweildauern um den zentralen Pixel (2048, 2048) enthält. Wegen der oben genannten digitalen Ansteuerung muss bei jedem Pixel (x, y) derjenige dwell time-Wert aus der im Anhang angegebenen Liste verwendet werden, der der idealen sphärischen Verteilung der Verweildauern am nächsten kommt. In Abbildung 3.3 ist eine FIB- und eine SEM-Aufnahme einer nach diesem Prinzip bearbeiteten Glasfaseroberfläche dargestellt.

Man erkennt, dass die entstandene Struktur zwar zur Fasermitte hin tiefer wird, jedoch aus vielen konzentrischen Plateaus besteht, die stufenförmig ineinander übergehen. Dies ist auf die diskreten vorgegebenen Werte der Verweildauern zurückzuführen. Um eine runde, konkave Oberfläche zu erhalten, sind offenbar Verbesserungen in der Formgebung nötig, welche im folgenden Abschnitt näher erläutert werden.

3.2.1. Verbesserungen der Formgebung

Um die beim milling-Prozess auf der Glasfaseroberfläche erzeugten Strukturen einer konkaven Sphäre besser anzugleichen, wurden im Wesentlichen drei Schritte unternommen. Die ersten beiden zielen darauf ab, eine höhere Anzahl an Plateaus mit geringerer Breite entstehen zu lassen, um somit eine weitere Annäherung an die Idealform zu erreichen. Der dritte und wichtigste Schritt nutzt das Gaußprofil des Ionenstrahls, um die Stufen schließlich "auszuwaschen". Wohlgemerkt kann eine bereits bearbeitete Faseroberfläche nicht mehr nachträglich ausgebessert werden, da die Ansteuerung des Geräts nicht präzise genug ist, um zwei milling-Prozesse an der exakt gleichen Position der Faseroberfläche durchzuführen, was in zwei exzentrisch zueinander liegenden Strukturen resultiert. Das bedeutet insbesondere, dass die drei unten aufgelisteten Verbesserungsansätze in ein- und demselben Abtragungsvorgang geschehen müssen.

1. Erhöhung der Tiefenauflösung

Um die Zahl der Plateaus auf der Glasfaser zu erhöhen, kann man zunächst eine größere Anzahl von vorgegebenen Verweildauern verwenden. Dadurch wird in der Mitte der Struktur wegen der größeren Verweildauern mehr Material abgetragen, was man jedoch durch eine Absenkung der Zahl der Durchläufe ausgleichen kann. Dabei stößt man allerdings auf das folgende Problem:

Die Abstände der vorgegebenen diskreten Verweildauern nehmen mit größeren Werten exponentiell zu (siehe Anhang A). So können beispielsweise die Werte 0,1 μ s und 0,2 μ s gewählt werden, zwischen 77,3 μ s und 83,8 μ s sind jedoch keine weiteren Werte vorgegeben. Daraus folgt, dass insbesondere in der Mitte der Struktur, wo in einem optischen Resonator mit TEM₀₀-Mode die meiste Lichtintensität vorherrscht, die Stufen höher und breiter werden und damit die Abweichung zur Idealform größer wird.

Diesem Problem kann man Abhilfe schaffen, in dem man ein stream file erstellt, das jede Koordinate in mehreren Zeilen anspricht. Dabei werden die Verweildauern innerhalb dieser Zeilen so gewählt, dass ihre Summe möglichst nah an den Idealwert gelangt. So werden beispielsweise bei einer Koordinate, an der der Strahl idealerweise 80,65 μ s verweilen sollte, drei Zeilen geschrieben mit den Verweildauern 77,3 μ s, 3,2 μ s und 0,1 μ s, wodurch die Summe nur noch

$$(80, 65 - 77, 3 - 3, 2 - 0, 1) \ \mu s = 0,05 \ \mu s \tag{3.1}$$

von dem Idealwert entfernt ist. Die Maximale Abweichung beträgt daher an jedem Punkt nur noch 0,05 μ s. Abbildung 3.4 zeigt den Vergleich eines stream file mit und ohne der Erhöhung der Tiefenauflösung mit der idealen Verteilung. Man erkennt, dass eine deutliche Annäherung an die gewünschte Form erreicht wurde. Im zweiten Verbesserungsschritt lässt sich die dwell time-Verteilung noch weiter annähern.



Abbildung 3.4.: Vergleich einer dwell time-Verteilung τ mit $\tau_{\text{max}} = 25 \ \mu$ s entlang einer lateralen Koordinate im Bereich um das Zentrum vor (grün) und nach (rot) der Erhöhung der Tiefenauflösung. Die sphärische Idealform ist in schwarz dargestellt.

2. Erhöhung der lateralen Auflösung

In Abbildung 3.4 kann man erkennen, dass trotz der Verbesserung der Tiefenauflösung die Plateaus zur Mitte hin immer breiter werden, da die Steigung der Idealkurve abnimmt. Um diesen Effekt reduzieren, wird von dem Ansatz der sphärischen Verteilung der Verweildauern abgewichen.

Es wird an dieser Stelle noch einmal betont, dass die Oberflächenbearbeitung mit einem stream file mit einer sphärischen dwell time-Verteilung bei einer festen Vergrößerung erst dann zu einer sphärischen Oberfläche der Glasfaser führt, wenn die Zahl der Durchläufe und der Strahlparameter korrekt eingestellt sind. Andernfalls entsteht entlang einer Lateralkoordinate ein elliptisches Tiefenprofil, das entweder zu tief oder zu flach ist.

Umgekehrt kann man durch die Wahl geeigneter Parameter eine gestreckte, elliptische dwell time-Verteilung in eine sphärische physikalische Form übersetzen. Dies hat den nützlichen Effekt, dass eine größere Anzahl von vorgegebenen Verweildauern verwendet wird, wodurch effektiv die Stufen näher zusammenrücken. Insbesondere ist das in der Mitte der Fall, wie man in Abbildung 3.5 erkennen kann. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde die elliptische Kurve nach der Annäherung durch dwell time-Werte wieder auf die ursprüngliche sphärische Form herunterskaliert.



Abbildung 3.5.: Vergleich der in Abbildung 3.4 dargestellten optimierten dwell time-Verteilung (rot) mit einer Verteilung, bei der zusätzlich die laterale Auflösung verbessert wurde (blau). Man beachte, dass die Achsen umskaliert wurden, sodass ein deutlich kleinerer Ausschnitt als in Abbildung 3.4 zu sehen ist.

Man erkennt eine weitere Verkleinerung der Stufen und damit eine geringere Abweichung von der Idealkurve. Dennoch besteht der prinzipielle Unterschied zu der Idealform weiterhin: Eine tatsächliche Krümmung der Oberfläche ist noch nicht verwirklicht. Dies wird in dritten und wichtigsten Schritt erreicht.



Abbildung 3.6.: Effektive Herabsenkung des Materialabtrags durch Redeposition an den Seiten einer Vertiefung, die durch eine zu lange Einwirkung des Ionenstrahls auf einen Ort der Oberfläche entsteht. Entnommen aus [Anspach u. Linz (2010)].

Es sollte noch erwähnt werden, dass man trotz der verbesserten Formgebung bei der Wahl höherer Verweildauern vorsichtig sein sollte, da bei einem Strahl, der zu lange auf eine eng begrenzte Fläche wirkt, Redepositionseffekte wirksam werden [Yao (2007)], wie in Abbildung 3.6 zu sehen ist. Wird das Material nicht gleichmäßig genug abgetragen, so lagern sich aus der Oberfläche herausgeschlagene Atome vermehrt an den Seiten an, was zu einer effektiven Verringerung des abgetragenen Volumens pro Zeit und damit zu einer Veränderung der Form führt.

3. Auswaschen der Stufen



Abbildung 3.7.: Vergleich der optimierten Verteilung der Verweildauern aus Abbildung 3.5 (blau) mit ihrer Faltung mit einer Gaußkurve der Breite $\sigma = 4$ Pixel (orange). Man beachte die erneute Umskalierung zu 3.5. Die Idealkurve ist wie oben in Schwarz zu sehen (Details siehe Text).

Um schlussendlich eine Glättung der Stufenform zu erreichen, wird ausgenutzt, dass der Ionenstrahl ein gaußförmiges Intensitätsprofil besitzt, ähnlich dem in Kapitel 2.4.2 beschriebenen⁷. Ist der Strahl perfekt auf die Oberfläche fokussiert (d.h. trifft er mit seiner Strahltaille auf die Oberfläche auf), so ist das laterale Gaußprofil so eng, dass man näherungsweise von einem punktförmigen Ionenstrahl ausgehen kann. Fährt man die Faseroberfläche jedoch mithilfe der Verschiebeplattform aus der Fokalebene heraus, so trifft der Ionenstrahl mit einem aufgeweiteten Gaußprofil auf die Oberfläche auf (in

⁷Selbst bei der kürzesten Verweildauer von $0,1 \ \mu s$ fallen bei dem üblichen Ionenstrom von 20 nA pro Durchlauf mehr als 10.000 Ionen auf die Oberfläche, weshalb der Strahl hier als kontinuierlich angesehen wird.

der Bildgebung kann man diesen Effekt dadurch erkennen, dass die Oberfläche nicht mehr scharf dargestellt wird). Mathematisch entspricht dieses Vorgehen einer Faltung des Stufenprofils f(x) mit einer Gaußkurve g(x):

$$h(x) = (f \circ g)(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi) g(x - \xi) d\xi$$
(3.2)

 mit

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$$
(3.3)

Dabei kann die Breite σ des Gaußstrahls durch die Entfernung der Faseroberfläche von der Fokalebene variiert werden. Zur Verdeutlichung des Vorgehens ist in Abbildung 3.7 die bereits oben dargestellte optimierte dwell time-Verteilung und ihre Faltung mit einer Gaußkurve der Breite $\sigma = 4$ Pixel dargestellt. Es zeigt sich, dass für Strahlbreiten, die in der Größenordnung der Strukturgröße liegen, eine gute Übereinstimmung der Idealkurve erreicht werden kann. Dabei kann der geringe verbleibende Offset der ausgewaschenen Struktur zu der Idealform vernachlässigt werden, da sich diese nur am Rand bemerkbar macht.

Dieses Vorgehen bringt allerdings auch einen Nachteil mit sich: An den Rändern der Struktur auf der Oberfläche sorgt der breite Ionenstrahl für Ausläufer, die von der Idealform abweichen und damit die nutzbare Spiegelfläche verringern. Um diesen Effekt klein zu halten, wurden die Stufenbreiten durch die oben genannten Schritte im Vorfeld minimiert, wodurch eine geringere Strahlbreite zum Auswaschen der Stufenform ausreicht.

Abbildung 3.8 zeigt ein Rasterelektronenmikroskop-Bild einer Glasfaseroberfläche, bei deren Bearbeitung alle drei Optimierungsschritte angewendet wurden. Man erkennt eine glatte Struktur, die sich über die gesamte Oberfläche zieht.

Insgesamt wurden für einen ersten Beschichtungslauf (vgl. Kapitel 4.3) 13 bearbeitete Glasfasern hergestellt, wobei die Stückzahl im Wesentlichen durch die lange Dauer des Fertigungsprozesses limitiert wurde. Summiert man die Zeit für die Be- und Entlüftung der Vakuumkammer, die Initialisierung sowie für den eigentlichen milling-Prozess, so benötigt man je nach der gewünschten Struktur und dem damit abgetragenen Volumen bis zu drei Stunden, um eine Faser zu bearbeiten. Dies stellt einen Nachteil gegenüber der Laserablation dar, bei der die Oberflächenbearbeitung nach dem Treffen aller Vorbereitungen innerhalb von einigen Minuten fertiggestellt ist.

Um quantifizierte Aussagen über die erzeugten Oberflächenstrukturen treffen zu kön-

3. Herstellung von Faserresonatoren



Abbildung 3.8.: SEM-Bild einer Glasfaseroberfläche, die mit den drei Optimierungsschritten bearbeitet wurde. Man erkennt eine glatte, gleichmäßige Struktur, die sich fast über die gesamte Oberfläche erstreckt.

nen, werden diese zunächst profilometrisch untersucht. Die Ergebnisse sind im folgenden Kapitel dargestellt.

4

Charakterisierung der Oberflächen

Das in das DualBeam-System integrierte Rasterelektronenmikroskop erlaubt unmittelbar nach dem Bearbeitungsvorgang einen ersten Eindruck über die erzeugten Oberflächen, was sich bei der Parameteroptimierung als äußerst nützlich herausgestellt hat. Um die Oberflächenqualität genauer charakterisieren zu können, sind jedoch nähere Untersuchungen erforderlich. Dafür wird zunächst das Oberflächenprofil mit Hilfe eines Konfokalmikroskops ausgemessen. Dadurch lassen sich Aussagen über die Tiefe, den Krümmungsradius der konkaven Oberfläche, die Ausläufer der Gaußform des Strahls am Rand der Struktur sowie die eventuell nicht ganz ausgewaschene Stufenform treffen. Anschließend werden Messungen mit einem Rasterkraftmikroskop durchgeführt, mit dessen erhöhter Auflösung die Oberflächenrauigkeit analysiert werden kann. Schließlich wird nach dem Beschichtungsvorgang im Laserzentrum Hannover in einem Testaufbau die Finesse der Fasern bestimmt.

4.1. Interferometrische Analyse mit dem Konfokalmikroskop

Die Oberflächenprofile wurden mit dem Konfokalmikroskop $\mu surf$ der Firma NanoFocus aufgenommen. Das Funktionsprinzip ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Ein Konfokalmikroskop erhält die Tiefeninformation von der zu messenden Probe, indem das reflektierte Licht, welches sich nicht in der Fokalebene des Objektivs befindet, durch eine Lochblende herausgefiltert wird. Dazu wird eine Xenon-Kaltlichtquelle auf eine enge Aperturblende fokussiert, sodass eine Punktlichtquelle entsteht. Diese wird über einen Strahlteiler auf einen Punkt des Präparats, hier die Faseroberfläche, abgebildet. Befindet sich dieser Teil der Oberfläche in der Fokalebene, so passiert der Reflex über den Strahlteiler eine weitere Aperturblende und trifft auf eine CCD-Kamera, wo 4. Charakterisierung der Oberflächen



Abbildung 4.1.: Funktionsprinzip eines Konfokalmikroskops. Nur wenn sich die Oberfläche der Probe in der Fokalebene befindet, gelangt der Reflex über den Strahlteiler zur CCD-Kamera. Liegt die Probe über (rot) oder unter (blau) der Fokalebene, so trifft das reflektierte Licht auf eine Aperturblende.

ein Signal entsteht. Mit Hilfe einer Nipkow-Scheibe lässt sich das Präparat lateral abrastern. Zusätzlich lässt sich die Höhe des Messkopfs über dem Präparat mit Hilfe eines Piezoaktors verschieben, sodass durch das Durchfahren der Höhe und dem jeweiligen Abrastern der Oberfläche ein vollständiges Höhenprofil entsteht. Im Zuge der hier vorgestellten Messungen wurde das Objektiv 160-S verwendet, mit dem das μ surf einen lateralen Bereich von 160 μ m × 160 μ m mit einer vertikalen Auflösung von bis zu 1,5 nm ausmessen kann [NanoFocus (2004)].

4.1.1. Auswertung des Profils

Im Folgenden werden die Profile von zwei bearbeiteten Faseroberflächen vorgestellt und diskutiert, die den Fortschritt der Oberflächenoptimierung zum Zeitpunkt kurz vor dem Beschichtungsvorgang gut zusammenfassen.

Bei der ersten vorgestellten Faser wurde ein stream file verwendet, das bei korrekter Wahl der Bearbeitungsparameter (vgl. Kapitel 3.2) eine Sphäre mit einem Krümmungsradius r von ca. 900 μ m auf einem Durchmesser d von ca. 100 μ m erzeugen sollte. Um die Stufenform auszuwaschen, wurde die Faseroberfläche vor dem milling-Prozess 800 μ m aus der Fokalebene herausgefahren. Abbildung 4.2 (a) zeigt einen Schnitt des Profils durch das Zentrum, an deren Mitte ein Kreisbogen angefittet wurde, in Abbildung 4.2 (b) ist die absolute Abweichung des Profils von der Fitfunktion dargestellt.



Abbildung 4.2.: (a) Schnitt durch die Mitte des Oberflächenprofils einer bearbeiteten Glasfaser mit den Zielparametern $r \approx 900 \ \mu \text{m}$ und $d \approx 100 \ \mu \text{m}$, die für den milling-Prozess um 800 μm aus der Fokalebene des Ionenstrahls herausgefahren wurde. An die Datenpunkte (rot) wurde ein Kreisbogen (schwarz) angefittet, dessen Krümmungsradius $r_K = 103, 7(2) \ \mu \text{m}$ beträgt. (b) Abweichung Δt des Profils von dem Kreisbogen (Details siehe Text).

Man erkennt, dass das Profil zwar über einen Durchmesser von ca. 90 μ m weitestgehend der Kreisform entspricht, Abbildung 4.2 (b) weist jedoch teilweise deutliche Diskrepanzen zu der Kreisform von über 200 nm auf. Die wellenförmige Abweichung deutet darauf hin, dass die Stufenform der dwell time-Verteilung im stream file nicht vollständig ausgewaschen wurde. Des Weiteren fällt auf, dass mit einem Krümmungsradius von $r_K = 103, 7 \ \mu$ m der Fitkurve der erwartete Wert von 900 μ m deutlich verfehlt wurde. Die Ursache dafür ist bislang unklar. Eine mögliche Erklärung wären Redepositionseffekte, die für längere Verweildauern des Strahls an Punkten in der Mitte der Struktur das abgetragene Volumen verringern (vgl. Kapitel 3.2.1). Um dennoch eine sphärische Struktur in der Oberfläche zu erhalten, muss die Zahl der Durchläufe erhöht werden, was eine tiefere Struktur und damit einen geringen Krümmungsradius zur Folge hat. Gegen diese Erklärung spricht allerdings, dass auf der Oberfläche keine Anzeichen für Redeposition zu erkennen sind¹.

Die zweite Oberfläche wurde mit einem stream file erstellt, das eine Oberfläche mit $r \approx 300 \ \mu\text{m}$ auf einem Durchmesser von abermals ca. 100 μm erzeugen sollte. Die Oberfläche wurde im Vergleich zum oberen Bearbeitungsdurchlauf mit 4,5 mm deutlich weiter aus der Fokalebene herausgefahren. In Abbildung 4.3 ist ebenfalls ein Schnittbild des gemessenen Höhenprofils sowie die Abweichung zu dem angefitteten Kreisbogen dargestellt.

Vergleicht man die in Abbildung 4.3 dargestellten Ergebnisse mit denen aus Abbildung 4.2, so fallen im Wesentlichen zwei Dinge auf: Zum einen stimmt das Profil auf einem kleineren Durchmesser von ca. 45 μ m näherungsweise mit dem Kreisbogen überein. Zum anderen sind die Abweichungen innerhalb dieses Bereiches allerdings deutlich kleiner. Beides könnte durch die stärkere Defokussierung des Strahls auf der Probe erklärt werden: In der Mitte werden die Stufen besser ausgewaschen, allerdings sorgen die Ausläufer der Gaußform am Rand für stärkere Abweichungen von der Kugelform. Die Ursache für die restliche Abweichung des Profils von der Kreisform könnte einerseits die nicht ausreichenden Defokussierung des Ionenstrahls oder andererseits Messfehler des Konfokalmikroskops aufgrund von Vibrationen sein.

Es fällt allerdings ebenfalls auf, dass der Radius des angefitteten Kreisbogens mit $r_K = 233, 2(5) \ \mu \text{m}$ deutlich näher an den angestrebten 300 μm liegt². Dies könnte man, zusammen mit der geringen nutzbaren Strukturgröße, dennoch mit Nichtlinearitäten der Geschwindigkeit des Materialabtrags erklären: Würde man die Zahl der Durchläufe erhöhen, so würde eine tiefere Struktur entstehen, die sowohl über eine größere Fläche mit dem angefitteten Kreisbogen übereinstimmt, als auch über einen geringeren Krümmungsradius verfügt. Eine genauere Untersuchung dieser Effekte sowie deren Ursachen steht noch aus.

¹Man erkennt Redeposition üblicherweise durch Aufhäufungen von Material an den Kanten. Da diese bei einer glatten Oberfläche allerdings nicht vorliegen, ist eine Redeposition auch ohne diese Anzeichen möglich.

 $^{^2\}mathrm{Es}$ sei angemerkt, dass der hier angegebene ermittelte Krümmungsradius nur als Näherung zu verstehen ist, da eine andere Wahl der in den Fit einbezogenen Datenpunkte zu Abweichungen des Krümmungsradius von bis zu 50 $\mu\mathrm{m}$ führen kann.



Abbildung 4.3.: (a) Schnitt durch die Mitte des Oberflächenprofils einer bearbeiteten Glasfaser mit den Zielparametern $r \approx 300 \ \mu m$ und $d \approx 100 \ \mu m$, die für den milling-Prozess um 4,5 mm aus der Fokalebene des Ionenstrahls herausgefahren wurde. An die Datenpunkte (rot) wurde wiederum ein Kreisbogen (schwarz) angefittet, der Krümmungsradius ergibt sich zu $r_K = 233, 2(5) \ \mu m$. (b) Abweichung Δt des Profils von dem Kreisbogen. (c) Detailansicht der Abweichung Δt um die Profilmitte.

Die in den Abbildungen 4.2 (b), 4.3 (b) und (c) gezeigten Abweichungen verändern zwar das Modenprofil des optischen Resonators, ändern allerdings nichts an seiner prinzipiellen Stabilität, da sich die lokalen Krümmungsradien aufgrund der geringen Abweichung weiterhin innerhalb des stabilen Bereiches befinden (vgl. Kapitel 2.4.1). Im Gegensatz dazu stellt die Rauigkeit der Oberfläche aufgrund der Streuung einen Verlustkanal des Resonators dar. Da sich die Rauigkeit in einem Regime größerer Ortsfrequenzen und auf vertikalen Größenordnungen von Bruchteilen eines Nanometers befindet, reicht die Auflösung des μ surf für diese Messungen nicht aus. Es wird daher auf ein Rasterkraftmikroskop zurückgegriffen, welches im folgenden Abschnitt kurz vorgestellt wird.

4.2. Rauigkeitsmessung mit dem AFM

Ein Rasterkraftmikroskop, oder Atomic Force Microscope (AFM), ermöglicht die präzise Analyse von Materialoberflächen im Subnanometerbereich. Dabei werden atomare Kräfte zwischen der Messnadel, dem *Cantilever*, und der Oberfläche ausgenutzt, um Informationen über die Oberflächenbeschaffenheit zu erlangen. Das AFM kann in mehreren Messmodi betrieben werden, wobei im Folgenden auf den hier verwendeten Kontaktmodus näher eingegangen wird. Das Messprinzip in diesem Modus ist Abbildung 4.4 dargestellt.



Abbildung 4.4.: Funktionsprinzip eines Rasterkraftmikroskops. Die atomaren Kräfte zwischen der Oberfläche und der Messspitze führen zu einer Auslenkung des Cantilevers. Die daraus folgende Ablenkung des HeNe-Laserstrahls kann mithilfe einer Quadrantendiode detektiert werden.

Der Cantilever, bestehend aus einer spitz zulaufenden Messnadel, die an einer Biegefeder befestigt ist, wird über die Probe gefahren. Durch atomare Kräfte zwischen der Spitze und der Oberfläche, wie die Coulomb-Abstoßung der Hüllenelektronen sowie der Pauli-Abstoßung, erfährt die Nadel abhängig von dem Profil eine Auslenkung. Diese wird mit Hilfe eines Laserstrahls, der von der Rückseite der Messnadel auf eine positionsempfindliche Photodiode reflektiert wird, detektiert, wodurch wiederum Rückschlüsse auf die Oberflächenbeschaffenheit im Subnanometer-Bereich getroffen werden können[Kaupp (2006)].

4.2.1. Auswertung der Oberflächenrauigkeit

Die Messungen wurden mit dem D3100 der Firma Veeco der Arbeitsgruppe KOMET am Institut für Physik der Universität Mainz durchgeführt. Abbildung 4.5 zeigt ein repräsentatives Messergebnis. Dabei wurde die Darstellung der Daten sowie die Entfernung des polynomiellen Hintergrunds mit der Verarbeitungssoftware Gwyddion³ durchgeführt. Übereinstimmende Ergebnisse zeigen, dass die obere Grenze für die Oberflächenrauigkeit bei 0,7 nm liegt⁴. Demnach sind die erzeugten Oberflächen etwas rauer als jene, die bei der Laserablation entstehen (bis zu $\sigma_{\rm rms} = 0, 2$ nm). Mit Gleichung (2.55) ergibt sich damit als Obergrenze für die Streuverluste S = 106 ppm. Wählt man demnach eine Beschichtung, die eine Transmission von T = 2S aufweist⁵, so ergibt sich mit Gleichung (2.44) eine erreichbare Finesse von $\mathcal{F} = 10.000$. Dieser Wert liegt deutlich unterhalb des Zielwerts von 30.000, ist jedoch als Untergrenze für die erreichbare Finesse zu sehen, da zusätzlich zu der Unsicherheit in der Messung mit dem Rasterkraftmikroskop nicht berücksichtigt wurde, dass Rauigkeiten mit Ortsfrequenzen von weniger als $2/\lambda$ nicht zur Streuung beitragen.

Eine genauere Untersuchung der Abhängigkeit der Oberflächenrauigkeit von den Strahlparametern U_I und I_I steht noch aus.



Abbildung 4.5.: Mit dem AFM aufgenommenes Oberflächenprofil einer bearbeiteten Glasfaser. Die sehr dünnen, großen Erhöhungen innerhalb einer abgerasterten Zeile sind auf Messfehler zurückzuführen.

³Version 2.31

⁴Wegen der hohen Empfindlichkeit des AFM und des improvisierten Halters für die Faser ist es wahrscheinlich, dass die gemessene Rauigkeit aufgrund von mechanischen Vibrationen größer ist als die tatsächliche. Darauf deutet auch die Messung einer laserbearbeiteten Faser hin, bei der eine rms-Rauigkeit von 0,5 nm gemessen wurde.

⁵Die Transmission sollte höher als die Verluste gewählt werden, damit vom Licht emittiertes Ion den Resonator zuverlässig verlassen kann.

4.3. Beschichtung der Faserendflächen

Die in den obigen Kapiteln angestellten Messungen erlauben es, Abschätzungen über einen optischen Resonator zu treffen, der aus den erzeugten Spiegeloberflächen besteht. Eine endgültige Aussage über die Machbarkeit sowie die bisher erreichte Oberflächenqualität lässt sich allerdings nur treffen, nachdem die Faserendflächen beschichtet wurden (vgl. Kapitel 2.5.3).

Zu diesem Zweck wurden die Fasern in einem Beschichtungslauf gemeinsam mit Fasern der Arbeitsgruppe von Professor Meschede⁶ im Laser Zentrum Hannover (LZH) mit Spiegelschichten versehen. Dabei wurden zusätzlich zu den 13 FIB-bearbeiteten zwölf weitere Fasern hinzugefügt, deren Oberflächen im Zuge eines vorhergehenden Projekts mit der CO₂-Laserablation bearbeitet wurden [Hettrich (2009)], um einen direkten Vergleich zwischen den beiden Techniken zu ermöglichen.

Die Fasern wurden mit einer Reflexionsschicht versehen, die mit einer Reflektivität von R = 99,95(5)% bei der Wellenlänge $\lambda = 782$ nm spezifiziert wurde. Die Reflektivität des Testglases, welches standardmäßig zur Kontrolle mitbeschichtet wird, wurde vom LZH zu R = 99,90(5)% abgeschätzt. Dies deckt sich mit den Werten, die in Kapitel 4.4 für die Faseroberflächen ermittelt wurden (R = 99,95(3)%, $T = (62, 6 \pm 11, 2)$ ppm). Abbildung 4.6 zeigt das Transmissionsspektrum des Testglases.

Man erkennt, dass die Fasern aufgrund der Transmittivität von etwa 1% bei 854 nm für den Einbau in das Experiment ungeeignet sind, sodass diese Charge als ein Testlauf angesehen wird.

Unglücklicherweise zeigten die Faserendflächen nach der Beschichtung viele Schmutzpartikel auf (siehe Abbildung 4.7). Da sich diese inner- oder unterhalb der Beschichtung befinden, können die Oberflächen nicht mehr gereinigt werden. Die Verunreinigung deckt sich mit der Streumessung an dem Testglas, welche ebenfalls auf Verschmutzung hindeutet. Nichtsdestotrotz lassen sich die Oberflächen durch die Messung der Finesse und der Verluste bis zu einem gewissen Grad näher charakterisieren, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

 $^{^{6}}$ Institut für Angewandte Physik, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn



Abbildung 4.6.: Spektrales Transmissionsverhalten des Testglases, das im gleichen Durchlauf beschichtet wurde. Zur besseren Sichtbarkeit wurde der mittlere Bereich zwischen 700 und 850 nm mit dem Faktor 100 multipliziert.



Abbildung 4.7.: Mikroskop-Aufnahme einer beschichteten Faseroberfläche im Dunkelfeld-Modus. Die hellen Flecken deuten auf Schmutz hin, der als Streuzentrum für einfallendes Licht wirkt.

4.4. Messung der Finesse und Verluste

Zur abschließenden Charakterisierung der Oberflächen werden in einem Testaufbau die Finesse sowie die Gesamtverluste eines optischen Resonators, der aus zwei beschichteten Faserendflächen besteht, bei einer Wellenlänge von 780 nm bestimmt. Der Aufbau ist in Abbildung 4.8 dargestellt.



Abbildung 4.8.: Aufbau zur Messung der Finesse und der Verluste

Ein Diodenlaser⁷ wird über einen Spiegel auf einen polarisierenden Strahlteiler (PBC) gelenkt, wobei die Aufteilung der Intensität auf die beiden Strahlarme durch eine $\lambda/2$ -Wellenplatte eingestellt werden kann. Der transmittierte Teil wird in ein Wavemeter eingekoppelt, um die Wellenlänge des Laserstrahls messen zu können. Der reflektierte Teil wird in die singlemode-Faser eingekoppelt und gelangt so zum Resonator. Die dort reflektierte Intensität (vgl. Gleichung (2.39)) trifft ein zweites Mal auf den Strahlteiler,

 $^{^7\}mathrm{Toptica}$ DL 100L

wo er aufgrund des doppelten Durchgangs durch die $\lambda/4$ -Wellenplatte transmittiert und auf eine Photodiode (PD1) gelenkt wird. Die vom optischen Resonator transmittierte Intensität gelangt durch die multimode-Faser zu einer zweiten Photodiode (PD2). Die beiden Signale der Photodioden werden mit Hilfe eines Oszilloskops⁸ analysiert.

Die Ausrichtung der Faserendflächen zueinander wird mit zwei xyz-Verschiebetischen durchgeführt, auf denen die Faserenden in einem in zwei Dimensionen verkippbaren Spiegelhalter befestigt sind. Zur exakten Positionierung wird ein Mikroskop verwendet. Anstatt die Frequenz ν des Lasers zu scannen, wird die Länge des Resonators durch einen Piezoaktor, der an dem Verschiebetisch der multimode-Faser montiert ist, variert. Dieser wird über einen Hochspannungsverstärker⁹ von einem Funktionsgenerator getrieben, dessen Spannung zur Überprüfung und zum Triggern gleichzeitig an das Oszilloskop weitergegeben wird.

Um neben der Finesse auch die Gesamtverluste V bestimmen zu können, genügt es nicht, die transmittierte P_t mit der reflektierten Lichtleistung P_r des Resonators auf Resonanz zu vergleichen und mit Gleichung (2.44) V zu bestimmen, da hierbei davon ausgegangen wird, dass eine perfekte Modenanpassung $\varepsilon = 1$ zwischen Faser- und Resonatormode vorliegt. Obwohl dies nicht der Fall ist (vgl. Kapitel 2.5), lassen sich die Verluste dennoch berechnen, wie im Folgenden gezeigt wird.

Im Resonanzfall gelten für die Finesse, die reflektierte und die transmittierte Leistung die folgenden Gleichungen [Hood u. a. (2001)]:

$$\mathcal{F} = \frac{2\pi}{T_1 + T_2 + V_1 + V_2} \approx \frac{\pi}{T + V}$$
(4.1)

$$\frac{P_t}{\varepsilon P_{in}} = 4T_1 T_2 \left(\frac{\mathcal{F}}{2\pi}\right)^2 \approx T^2 \left(\frac{\mathcal{F}}{\pi}\right)^2 \tag{4.2}$$

$$\frac{P_r - (1 - \varepsilon)P_{in}}{\varepsilon P_{in}} = (V_1 + V_2 + T_1 - T_2)^2 \left(\frac{\mathcal{F}}{2\pi}\right)^2 \approx V^2 \left(\frac{\mathcal{F}}{\pi}\right)^2 \tag{4.3}$$

mit der eingestrahlten Leistung P_{in} , wobei in der Näherung davon ausgegangen wird, dass beide Spiegel über die gleiche Transmission und Verluste verfügen. Dies ist gerecht-

⁸Agilent Technologies InfiniiVision MSO7054B

⁹Pickelmann SVR 350-1 bip

fertigt, da beide Spiegelenden in der gleichen Charge beschichtet wurden¹⁰. Dividiert man (4.2) mit (4.3), so kann man das Ergebnis mit Hilfe von (4.1) zur Bestimmung der Transmission und der Verluste nutzen:

$$T = \frac{\pi}{\mathcal{F}} \frac{2P_t}{P_{in} - P_r + P_t} \tag{4.4}$$

$$V = \frac{\pi}{\mathcal{F}} \frac{P_{in} - P_r - P_t}{P_{in} - P_r + P_t}$$

$$\tag{4.5}$$

Ein Messvorgang findet demnach wie folgt statt:

Der Funktionsgenerator liefert ein Dreiecksignal von etwa 7 Hz, auf dessen Flanke das Oszilloskop getriggert wird. Der Verstärker wird dabei so eingestellt, dass die Resonatorlänge über mehr als eine halbe Wellenlänge des Laserlichts gescannt wird. Auf dem Oszilloskop registrieren die Photodioden für die Zeiten t, bei der eine Resonanz vorherrscht (vgl. (2.40)), ein Einbrechen des Reflexionssignals bei gleichzeitigem Ansteigen des Transmissionssignals. In dem Bereich der angelegten Spannung, in dem der Piezoaktor linear arbeitet¹¹, kann die Finesse ohne Zeiteichung aus

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta t}{\delta t} \tag{4.6}$$

gewonnen werden, wobei Δt für die Zeit zwischen zwei Resonanzen und δt für die volle Halbwertsbreite der Resonanz steht. Aus den gemessenen Spannungswerten der beiden Photodioden können gleichzeitig die Verluste bestimmt werden.

4.4.1. Messergebnisse

Aufgrund der hohen Ausfallrate durch die starke Verschmutzung der verspiegelten Faseroberflächen konnte jeweils nur ein Faserresonator aus FIB-bearbeiteten und laserbearbeiteten Fasern ausgemessen werden. Die vier bei der Messung involvierten, in der Mitte verhältnismäßig sauberen Faseroberflächen wiesen bei der optischen Analyse durch ein Mikroskop dennoch Schmutzpartikel auf (vgl. Abbildung 4.7). Aus diesem

¹⁰Streng genommen gilt dies nur für die Transmission, da die Verluste vom jeweiligen Schmutz auf der Faseroberfläche abhängen. Die Streuung an Schmutzpartikeln wurde jedoch bei der Messung minimiert, wie in Abschnitt 4.4.1 näher beschrieben wird.

¹¹An den Spitzen des Dreiecksignals können Hysterese-Effekte des Piezoaktors und damit Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Resonanzfrequenzen auftreten. Daher wurde ein konstanter Bereich von fünf freien Spektralbereichen gewählt und die innersten Resonanzen für die Messung verwendet.

Grund erwies sich die Messung der Finesse und der Verluste als deutlich sensibler gegenüber der Positionierung der Faserendflächen zueinander, als es in vorausgegangenen Testmessungen mit sauberen Fasern der Fall war.

Um dennoch eine Aussage über die Streuverluste an der eigentlichen Oberfläche tätigen zu können, müssen sich die Resonatorspiegel in einem sehr geringen Abstand zueinander $(d < 30 \ \mu\text{m})$ befinden. Die daraus folgende geringe Fleckgröße $w(z) < 5 \ \mu\text{m}$ erlaubt es, die Position der Resonatorspiegel zueinander so zu optimieren, dass nur ein geringer Teil der Intensität an Schmutzpartikeln gestreut wird. Dennoch können die Messergebnisse für die Verluste als obere Grenze angesehen werden, da nicht ausgeschlossen werden kann, dass kein Licht am Schmutz gestreut wurde.

Hieraus wird ersichtlich, dass das Verhalten der Finesse gegenüber der Resonatorlänge, wie in Abbildung 2.9 gezeigt ist, nicht aufgenommen werden kann, da mit größeren Resonatorlängen die Fleckgröße des Strahls auf den Spiegeln zunimmt, wodurch die Verluste durch Streuung an den Schmutzpartikeln dominieren und damit keine Information über die effektiv nutzbare Strukturgröße gewonnen werden kann.

Die Finesse, die Transmission und die Verluste des FIB-bearbeiteten Faserpaars betragen

$$\mathcal{F} = 6700 \pm 4200, \quad T = (62, 6 \pm 11, 2) \text{ ppm}, \quad V = (405, 2 \pm 11, 2) \text{ ppm}$$
(4.7)

Die Finesse entspricht nach (2.43) einer Reflektivität von R = 99,95(3)% und deckt sich daher mit den Spezifikationen des Testglases. Die großen Fehler entstehen dabei durch die hohe Empfindlichkeit des Systems gegenüber Vibrationen. Zwar fällt auf, dass das Testglas mit 600 ppm höhere Verluste als der Faserresonator aufweist, dies ist nach Aussagen des LZH jedoch auf die minderwertige Oberflächenqualität zurückzuführen. Eine weitere Messung desselben Faserpaars mit einer etwas anders gewählten Positionierung ergibt

$$\mathcal{F} = 6000 \pm 2200, \quad T = (2, 4 \pm 2, 4) \text{ ppm}, \quad V = (522, 2 \pm 4, 2) \text{ ppm}$$
(4.8)

Es zeigt sich, dass die Verluste erhöht sind und die Transmission fast vollständig einbricht. Es ist daher zu vermuten, dass ein größerer Teil des Lichts an einem Schmutzpartikel gestreut wurde. Im Vergleich dazu betragen die Werte eines Faserresonators, der aus zwei laserbearbeiteten Spiegelflächen besteht:

$$\mathcal{F} = 5900 \pm 2500, \quad T = (303, 6 \pm 5, 4) \text{ ppm}, \quad V = (228, 2 \pm 5, 4) \text{ ppm}$$
(4.9)

Die Messergebnisse lassen sich nur schwer vergleichen, da nicht klar ist, ob die Gründe für die unterschiedlichen Verluste in der Oberflächenqualität oder in einem verschiedenen Grad der Verschmutzung in dem genutzten Bereich der Spiegel liegen. Ein deutlicher Hinweis darauf, dass auch hier Schmutzpartikel einen Einfluss auf die Verluste haben, stellt die zweite Messung in einer etwas anderen Position der Faserflächen zueinander dar:

$$\mathcal{F} = 2200 \pm 700, \quad T = (118, 0 \pm 19, 0) \text{ ppm}, \quad V = (1293, 7 \pm 19, 0) \text{ ppm}$$
(4.10)

Die Verluste haben sich um mehr als das fünffache erhöht, die Finesse ist auf ein Drittel gesunken. Wie oben liegt die Vermutung nahe, dass ein Schmutzpartikel im Bereich hoher Intensität der Mode lag.

Ein weiterer Hinweis für den Einfluss der Verschmutzung auf V zeigt der Vergleich mit einem Faserpaar, dass ebenfalls mit einem CO₂-Laser bearbeitet, jedoch in einem anderen Beschichtungslauf für die Wellenlänge $\lambda = 854$ nm beschichtet wurde [Hettrich (2009)]:

$$\mathcal{F} = 51000 \pm 20000, \quad T = (10, 4 \pm 0, 4) \text{ ppm}, \quad V = (51, 2 \pm 0, 4) \text{ ppm}$$
(4.11)

Dabei wurde im Experiment ein Diodenlaser der Wellenlänge 854 nm verwendet. Man erkennt, dass die Verluste gegenüber dem besten gemessenen Wert des obigen Faserpaars vierfach verringert sind.

4.5. Fazit

Es wurde gezeigt, dass mit Focused Ion Beam-Systemen annähernd sphärische Spiegelflächen mit einem Durchmesser von 100 μ m erzeugt werden können, wodurch das ausgewiesene Ziel von 70 μ m übertroffen wurde. Die gemessene Finesse von $\mathcal{F} = 6700 \pm 4200$ und die daraus folgende Reflektivität von R = 99,95(3)% stimmen gut mit den Spezifikationen der Beschichtung überein, wobei die Verluste mit $V = (405, 2 \pm 11, 2)$ ppm kleiner als die des Testsubstrats sind (600 ppm). Dabei deutet die im Rahmen der Fehler übereinstimmende Finesse des Resonators aus laserbearbeiteten Fasern mit $\mathcal{F} =$ 5900 ± 2500 auf eine vergleichbare Oberflächenqualität hin. Die gegenüber dem vorhergehenden Beschichtungslauf vierfach erhöhten Verluste der laserbearbeiteten Fasern weisen darauf hin, dass die Verschmutzung der Grund für die hohen Verluste sind. Aus den Messungen mit dem Rasterkraftmikroskop geht hervor, dass die untere Grenze für die erreichbare Finesse bei 10.000 liegt. Aufgrund von Messungenauigkeiten liegt jedoch die Vermutung nahe, dass die tatsächlich erreichbare Finesse deutlich größer ist. Demnach erscheint es als erfolgversprechend, einen Beschichtungslauf für neu produzierte Fasern mit einer höheren Reflektivität eigens in Auftrag zu geben¹². Damit kann es gelingen, die in Kapitel 2.5 aufgestellten Forderungen zum Erreichen der starken Ion-Licht-Kopplung zu erfüllen.

Durch die hohe Anzahl und gute Kontrolle der Freiheitsgrade des Bearbeitungsprozesses kann die Prognose gestellt werden, dass bei weiterer Optimierung der Formgebung die gesamte Faserendfläche als Spiegelfläche verwendet werden kann. Dadurch lassen sich Resonatorlängen $d > 300 \ \mu m$ realisieren, sodass die Fasern zwischen den Fallensegmenten positioniert werden können. Dies verhindert statische Aufladungen der Fasern durch den kurzwelligen Laser bei 397 nm. Im folgenden Kapitel wird näher auf das Design sowie auf weitere Details der Integration des optischen Resonators in die mikrostrukturierte Ionenfalle eingegangen.

 $^{^{12}}$ Die Beschichtung wird voraussichtlich bei der Firma ATFilms in Boulder, Colorado mit einer Spezifikation von R=99,88% in Auftrag gegeben.

4. Charakterisierung der Oberflächen

5

Integration in die Paulfalle

Wie bereits in Kapitel 1 beschrieben, kann durch den Einbau des optischen Faserresonators in eine Ionenfalle das Regime starker Kopplung erreicht werden, die eine Vielzahl von interessanten Experimenten und Anwendungen mit sich bringt. Da die Falle selbst von ähnlichen Abmessungen wie der Resonator sein muss, eignet sich die in dieser Arbeitsgruppe entwickelte und erfolgreich eingesetzte mikrostrukturierte Ionenfalle hervorragend für die Integration eines Faserresonators. Ihre Segmentierung erlaubt es dabei, das Ion zuverlässig in der Mitte des Resonators zu platzieren und mit der Resonatormode wechselwirken zu lassen. Damit kann beispielsweise das Qubit eines Photons auf die internen Zustände des Ions übertragen werden, welches anschießend mit Hilfe von Laserpulsen weiterverarbeitet und ausgelesen werden kann. Eine weitere Anwendung wäre die Realisierung eines Quantenrepeaters. Eine solche Umsetzung mit dem vorliegenden System ist in Kapitel 6 skizziert.

In diesem Kapitel werden Ansätze und Zwischenergebnisse vorgestellt, um eine Integration des optischen Resonators in die Mikrofalle zu realisieren. Dabei wurde ein modulares Design gewählt: Die Falle und der Resonator werden zunächst separat aufgebaut, um sie im Anschluss zusammenzuführen. Dies ermöglicht es im Gegensatz zu vorherigen Ansätzen, mit vergleichbar geringem Aufwand verbesserte Versionen der einzelnen Komponenten mit ihren Gegenstücken auszutauschen, ohne das komplette System auswechseln zu müssen.

5.1. Die Faser-Mikrofalle

Die neu entwickelte Faser-Mikrofalle ist eine Abwandlung der in dieser Arbeitsgruppe erfolgreich verwendeten segmentierten Mikrofalle, deren Design im Detail in [Schulz u. a.



Abbildung 5.1.: CAD-Zeichnung der Zusammensetzung der Faser-Mikrofalle. Zur besseren Übersicht sind die drei Layer übereinander gezeigt. Die Schlitze im oberen Bereich des Top- und Bottom-Layers stellen die eigentliche Falle dar. Die Fallensegmente sind im Detail in Abbildung 5.2(b) zu sehen.

(2008)] und [Schulz (2009)] aufgeführt ist. Dabei muss bei der neuen Konstruktion gewährleistet sein, dass der Resonator nach dem Zusammenbau in die fertige Falle derart eingebracht werden kann, dass die Strahltaille der Resonatormode mit der Fallenmitte eines Segments zusammenfällt. Das Design ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

Die Falle besteht aus drei Schichten (oder *Layer*) von Al₂O₃-Substraten, die aufeinander gelegt und miteinander verklebt werden. Eine CAD-Zeichnung der drei Schichten ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Die beiden äußeren Substrate sind mit Gold beschichtet und stellen je eine RF- und eine DC-Elektrode der 31 Segmente dar. Das mittlere Layer dient als Abstandshalter oder *Spacer*, sodass die eine Elektrodenstruktur ähnlich der in Abbildung 2.1 dargestellten entsteht. Die insgesamt sehr kleine Fallenstruktur auf der Mikro- bis Millimeterskala ermöglicht einen tiefen Einschluss des Ions bei vergleichsweise geringen DC- und RF-Spannungen. Zusätzlich erlaubt die Segmentierung den Transport entlang der Fallenachse, wodurch verschiedene Zonen der Falle auf die unterschiedlichen Aufgaben optimiert werden können.

Die ersten neun Segmente sind 250 μ m breit und befinden sich im Abstand von 500 μ m. Ihre verhältnismäßig große Struktur vereinfacht die Justage der Ionisierungs- und Kühllaser und verringert an den Elektroden gestreutes Licht, wodurch Ionen hier leichter gefangen und gekühlt werden können. Aus diesem Grund wird diese Region auch La-

deregion genannt.

In der Transferregion verengt sich der Fallenschlitz, sodass dieser in der Prozessorregion nur noch 250 μ m breit ist. Die Breite der Fallenelektroden ist hier ebenfalls auf 100 μ m reduziert. Die weiter verengte Geometrie erhöht nochmals den Durchgriff der RF- und DC-Spannungen, wodurch eine verbesserte Kontrolle über das Ion gewährleistet wird. Im Unterschied zu dem bisherigen Fallendesign sind die Substrate so geschnitten, dass die Falle ab dem 18. Segment nicht breiter als 2,8 mm ist. Des Weiteren reicht der Abstandshalter nicht bis dorthin, sodass zwischen den äußeren Lavern ein Spalt entsteht. Dies ermöglicht die Integration des bereits fertig zusammengestellten optischen Resonators in die Falle, wie im nächsten Abschnitt klar wird. Diese Fallengeometrie hat allerdings zur Folge, dass nicht genügend Platz auf der Platine ist, um jede DC-Fallenelektrode mit einer einzelnen Spannungsversorgung über auf der Oberfläche befindliche Leiterbahnen, die am Rand des Substrats mit Golddrähten kontaktiert werden, zu versehen. Dieses Problem wurde jedoch mit kontaktierten Durchführungen (VIAs) gelöst, die jede fünfte Elektrode der Prozessorregion auf der dem Ion abgewandten Seite des Substrats elektrisch verbinden. Dadurch lässt sich jedes Segment in diesem Bereich ansteuern, wenngleich parallel dazu weiter entfernte Elektroden dieselbe Spannung aufweisen. Testmessungen an einem Ion in der Prozessorregion der aktuell betriebenen Falle zeigen jedoch, dass der Einfluss der Spannung an den weiteren Fallenelektroden vernachlässigbar klein ist.

Nachdem die einzelnen Layer mit Hilfe von Ausrichtungslöchern in den Layern aufeinander geklebt wurden, wird die Falle auf ein *Filterboard* geklebt und die DC-Segmente darauf kontaktiert. Das Filterboard führt die Leiterbahnen weiter nach außen und vergrößert diese, sodass die Kontaktierung mittels Löten möglich ist. Des Weiteren befinden sich auf diesen Leiterbahnen Tiefpassfilter für jede DC-Elektrode, die eine Abschneidefrequenz von ca. 10 MHz aufweisen, um eventuell auftretendes hochfrequentes Rauschen abzudämpfen. Das Filterboard wird auf den Fallenhalter geschraubt, auf dem sich ebenfalls Löcher für die Befestigung des Resonatorhalters befinden. Das gesamte Konstrukt wird wiederum an dem Deckenflansch der Vakuumkammer befestigt, um mechanische Stabilität zu gewährleisten.

5.2. Die Halterung des optischen Resonators

Das Design des Halters für den optischen Resonator, der für die Integration in die Ionenfalle geeignet ist, muss mehrere Anforderungen erfüllen:

- Die gesamte Konstruktion muss UHV-kompatibel sein, da Ionen nur kontrolliert gefangen und manipuliert werden können, wenn die Wahrscheinlichkeit für Stöße mit dem Restgas ausreichend gering sind.
- Der Halter soll unmagnetisch sein, da ein inhomogenes Magnetfeld die Energielevel des Ions positionsabhängig verschieben würde, was die Adressierung der Zeeman-Unterzustände erschwert.
- Die Resonatorlänge muss sich über mehrere freie Spektralbereiche $\Delta d = \lambda/2$ verschieben lassen, um zu gewährleisten, dass der Resonator auch bei thermischen oder mechanischen Drifts in Resonanz gebracht werden kann.
- Die Resonatorlänge muss mit einer Regelschleife aktiv stabilisiert werden, um eventuelle Vibrationen oder Drifts ausgleichen zu können. Eine hohe Regelbandbreite erfordert eine hohe Resonanzfrequenz der Regelschleife, da unkontrollierte Phasenverschiebungen für Frequenzen oberhalb der Resonanzfrequenz auftreten.
- Weder die Halterung noch der optische Resonator dürfen den optischen Zugang der Laser einengen.

Aus diesen Forderungen entstand eine Halterung, deren CAD-Zeichnung zusammen mit der Falle in Abbildung 5.2 dargestellt ist. Dabei wurde der Halter so positioniert und mit Modellen von Fasern versehen, wie es für das Experiment geplant ist.

Der Halter wurde gabelförmig entworfen, wobei die oberen beiden der drei Zinken Erhebungen aufweisen. Auf diesen wird je eine Faser derart befestigt, dass die Oberflächen den Resonator bilden. Dazu ist auf dem mittleren Zinken eine V-Schiene angebracht, die um 7° gegenüber der senkrechten Position verkippt ist, damit die Positionierung des Resonators relativ zur Falle weniger empfindlich gegenüber eventuellen Ungenauigkeiten ist. Der mittlere Zinken ist mit einer Breite von d = 1 mm deutlich schmaler als die äußeren, wodurch dieser als Festkörpergelenk dient. Dieses kann mit Hilfe eines Piezoaktors ausgelenkt werden, wodurch die Resonatorlänge variiert wird. Dabei befindet sich der Aktor zwischen dem mittleren und dem unteren Zinken, um nicht im Strahlengang der Laser zu stehen.



Abbildung 5.2.: (a) CAD-Zeichnung des Resonatorhalters, wie er im Experiment Verwendung finden wird. Die Resonatorlänge kann mit Hilfe des Piezoaktors über das Festkörpergelenk variiert bzw. stabilisiert werden. Die Langlöcher am unteren Ende ermöglichen es, die Positionierung des Resonators relativ zur Falle zu optimieren, bevor der Resonatorhalter am Fallenhalter befestigt wird. (b) Die Fallenregion in vergrößerter Ansicht. Die RF-Elektrode ist oben, die DC-Elektroden unten dargestellt. Man erkennt den Größenunterschied zwischen den Segmenten der Lade- und der Prozessorregion. Im unteren rechten Bereich befinden sich die VIAs, die die horizontalen Leiterbahnen auf der Rückseite mit jeder fünften DC-Elektrode verbinden. Die Fasern befinden sich zwischen den Layern in der Höhe des 18. Segments.

Es wurden zwei Halter aus Edelstahl und Titan angefertigt. Beide Metalle haben sich als vakuumtauglich erwiesen und sind zudem nur schwach magnetisch. Sie verfügen weiterhin über ein günstiges Verhältnis aus Elastizitätsmodul E und Dichte ρ , um eine hohe Resonanzfrequenz zu ermöglichen. Die erste Eigenschwingung eines rechteckigen Stabes der Länge l und der in Schwingungsrichtung gemessenen Dicke d berechnet sich zu [Lüders u. von Oppen (2008)]:

$$\nu_1 = \frac{1,875^2 d}{2\pi l^2} \sqrt{\frac{E}{12 \rho}}$$
(5.1)

Der mittlere Zinken hat die Länge l = 13,8 mm und die Breite d = 1 mm, sodass sich für Edelstahl mit $\rho \approx 7,86$ g/cm³ und $E \approx 210$ kN/mm² eine Resonanzfrequenz von $\nu_{\rm E} = 4,35$ kHz ergibt¹. Damit liegt sie etwas über der theoretischen Frequenz für den Titan-Halter, die sich mit $\rho = 4,5$ g/cm³ und E = 105 kN/mm² zu $\nu_{\rm T} = 4,07$ kHz berechnet. Allerdings ist der kleinere Elastizitätsmodul günstiger für den Piezoaktor, der das Festkörpergelenk treibt. Da der Piezoaktor zu diesem Zeitpunkt nicht zur Verfügung steht, wurden die Resonanzeigenschaften des Halter-Piezoaktor-Systems noch nicht genauer analysiert. Um jedoch eine erste Abschätzung für die Resonanzfrequenzen zu erhalten, wurden die Zinken einer Stimmgabel ähnlich angeregt und der emittierte Schall mit einem Mikrofon aufgenommen. Die Fourier-Analyse ergibt für den Halter aus Edelstahl eine Resonanzfrequenz von 3,75 kHz, für den Titanhalter wurde $\nu_{\rm T} = 3,65$ kHz ermittelt. Dies deckt sich mit den aus Gleichung (5.1) abgeschätzten Werten, wenn man bedenkt, dass die Erhebung auf dem mittleren Zinken für die Faserhalterung nicht mit eingerechnet wurde, die aufgrund der zusätzlichen Masse die Resonanzfrequenz herabsenkt.

Einbau des optischen Resonators in die Falle

Zunächst müssen die Fasern auf dem Halter angebracht werden. Dazu wird eine Faser auf dem mittleren Zinken in die V-Schiene geklemmt. Anschließend wird mit einer xyz-Verschiebeplattform die zweite Faser in die richtige Position gebracht. Dabei wird, ähnlich dem Testaufbau aus Kapitel 4.4, Licht in die singlemode-Faser eingekoppelt, sodass mittels einer Photodiode am Ausgang der multimode-Faser das Transmissionssignal in situ optimiert werden kann. Ist der Resonator optimal ausgerichtet, wird die

¹Die Werte variieren leicht je nach Legierung.
zweite Faser auf die Erhöhung des äußeren Zinkens mit Epoxidharz geklebt. Damit ist der Resonator bereit für den Einbau in die Falle.

Für den Zusammenbau wird der Halter des Resonators auf einer xyz-Verschiebeplattform befestigt und derart an den Halter der Falle geführt, dass die beiden Glasfaserenden durch den Spalt zwischen den beiden äußeren Layern vorsichtig in die Falle gelangen. Dieser kritische Vorgang muss zu allen Zeiten mit einem Mikroskop überwacht werden. Nachdem die optimale Position des Resonators in der Falle gefunden wurde, wird der Resonatorhalter über die Langlöcher vorsichtig mit dem Fallenhalter verschraubt. Da bei diesem Prozess mechanische Deformierungen auftreten können, muss auch hier die Position des Resonators ständig kontrolliert und gegebenenfalls korrigiert werden. Im Ergebnis sollte der Resonator so ausgerichtet sein, dass sich die Strahltaille seiner TEM₀₀-Mode am Ort der Fallenmitte des 18. Segments befindet, wie es in Abbildung 5.2 (b) gezeigt ist.

Die später entstehende Kopplung des Ions mit der Resonatormode hängt sehr kritisch von der Position des Ions relativ zur ihr ab. Daher ist es wichtig die Positionierung im Experiment variieren zu können. Hier kann man sich die Kontrolle des Fallenpotentials durch die Mikrofalle zunutze machen, die es erlaubt, das Potentialminimum und damit das Ion in gewissen Grenzen in allen drei Raumrichtungen zu verschieben:

- Die Verschiebung entlang der Fallenachse lässt sich aufgrund der hohen Kontrolle der Fallensegmente durchführen, wie es beispielsweise in [Walther u. a. (2012)] gezeigt wurde.
- Die radiale Verschiebung entlang der RF-Elektrodenrichtung kann erreicht werden, in dem im Schaltkreis der RF-Spannungsversorgung einer Elektrode jeweils eine Kapazität parallel und eine Kapazität seriell geschaltet wird [Herskind u. a. (2009a)].
- Mit Hilfe von Kompensationselektroden kann das Ion in den Knoten des RF-Potentials geschoben werden.

Aufgrund der Verkippung der optischen Achse um 7° sollte sich die Positionierung des Ions im Zentrum der Fasermode erreichen lassen. Wie diese im Detail für den Aufbau eines Quantenrepeaters genutzt werden soll, wird im nächsten Kapitel näher beschrieben. 5. Integration in die Paulfalle

6 Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine Technik der Oberflächenbearbeitung von Glasfaserenden entwickelt, die es erlaubt mit Ionenfeinstrahlanlagen Spiegelflächen mit einem Durchmesser von 100 μ m und mehr zu erzeugen. Wenngleich eine weitere Optimierung der Bearbeitungsparameter noch aussteht, stellt dies jedoch kein prinzipielles Problem dar, sodass in naher Zukunft Faserresonatoren hoher Finesse mit einem Spiegelabstand von $d > 300 \ \mu$ m realisiert werden können. Die weiterhin gelegten Grundsteine für die Integration des Resonators in die mikrostrukturierte Ionenfalle stellen einen wichtigen Schritt zum Erreichen der starken Licht-Ion-Kopplung dar. Dies eröffnet uns eine Reihe interessanter Experimente der Resonator-Quantenelektrodynamik. Insbesondere lässt sich damit eine zuverlässige Schnittstelle zwischen beweglichen und stationären Qubits aufbauen, die zusammen mit der exzellenten Kontrolle der Ionen durch die segmentierte Mikrofalle die experimentelle Realisierung eines Quantenrepeaters ermöglicht, wie es das Briegel-Protokoll für den Quantenschlüsselaustausch vorschlägt [Briegel u. a. (1998)]. Eine mögliche Umsetzung wird im Folgenden kurz skizziert.

Zwei polarisationsverschränkte Photonen werden von zwei EPR-Quellen emittiert¹. Der Zustand des Gesamtsystems wird beschrieben durch

$$|\Psi_{1234}\rangle = |\Psi_{12}^-\rangle \otimes |\Psi_{34}^-\rangle \tag{6.1}$$

mit den Bell-Zuständen $|\Psi_{ij}^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\sigma^+\sigma^-\rangle_{ij} - |\sigma^-\sigma^+\rangle_{ij})$. Die Photonen eins und vier werden mit Glasfaserkabeln zu Alice und Bob geleitet, die Photonen zwei und drei zum Quantenrepeater (siehe Abbildung 6.1). Der Quantenzustand jedes Photons wird

¹Um der Einfachheit willen wird angenommen, dass ihre Wellenlänge 854 nm beträgt. Die optimale Wellenlänge für den verlustarmen Transport über Glasfaserkabel liegt bei 1,55 μ m. Die für den Schlüsselaustausch über weite Distanzen notwendige Konversion von Photonen dieser beiden Wellenlängenbereiche befindet sich bereits in der Entwicklung [Zaske u. a. (2012)]



Abbildung 6.1.: Schema der Quantenschlüsselverteilung, wie es mit der künftig aufgebauten Licht-Ion-Schnittstelle realisiert werden kann. Ionen (Punkte) werden durch ein an den Fallensegmenten (gold) anliegendes Potential (schwarz) in das Modenvolumen (rot) es Resonators (hellblau) geführt, um mit einem Photon zu wechselwirken, das von der EPR-Quelle ausgehend über ein Glasfaserkabel zum Resonator gelangt. Je nach Polarisation des Photons ändert ein resonatorinduzierter Übergang den elektronischen Zustand des Ions, sodass die Verschränkung der Photonen auf die Ionen übertragen wird. Im Quantenrepeater werden die Ionen anschließend zusammengeführt und der Verschränkungsaustausch durchgeführt, sodass nun die beiden Ionen bei Alice und Bob verschränkt sind.

an seinem jeweiligen Zielort mit Hilfe der Licht-Ion-Schnittstelle auf die elektronischen Zustände des Ions übertragen:

$$|\Psi_i^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\sigma^+\rangle_i - |\sigma^-\rangle_i) \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|D\rangle_i - |S\rangle_i)$$
(6.2)

wobei die elektronischen Zustände des Ions zu $|D\rangle = |3^2 D_{5/2}, m_J = +5/2\rangle$ und $|S\rangle = |4^2 S_{1/2}, m_J = +1/2\rangle$ abgekürzt wurden. Dieser Übertrag gelingt durch einen resonatorinduzierten Raman-Übergang, wie er in Abbildung 6.2 dargestellt ist.



Abbildung 6.2.: Polarisationsabhängiger Raman-Übergang in der Licht-Ion-Schnittstelle. Das in den Zustand $|3^2D_{5/2}, m_J = +5/2\rangle$ initialisierte Ion wird von einem σ^- polarisierten Photon über ein virtuelles Niveau bei $|4^2P_{3/2}, m_J = +3/2\rangle$ in den Zustand $|4^2S_{1/2}, m_J = +1/2\rangle$ überführt, wobei der zweite Arm des Raman-Überganges mit einem Laser bei 393 nm getrieben wird (vgl. Kapitel 2.2). Ein σ^+ -polarisiertes Photon lässt das Ion unverändert. Demnach wurde der Zustand des Photonenqubit auf das die elektronischen Zustände des Ions übertragen.

Der Zustand des Gesamtsystems ist dabei weiterhin der in Gleichung (6.1) beschriebene. Um den nun folgenden Verschränkungsaustausch durchzuführen, ist es nützlich, den Zustand zunächst umzuschreiben:

$$|\Psi_{1234}\rangle = -\frac{1}{2} \left(|\Phi_{14}^+\rangle \otimes |\Phi_{23}^+\rangle - |\Phi_{14}^-\rangle \otimes |\Phi_{23}^-\rangle - |\Psi_{14}^+\rangle \otimes |\Psi_{23}^+\rangle + |\Psi_{14}^-\rangle \otimes |\Psi_{23}^-\rangle \right) \quad (6.3)$$

wobei die weiteren Bell-Zustände

$$|\Phi_{ij}^{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|DD\rangle_{ij} \pm |SS\rangle_{ij}) \tag{6.4}$$

$$|\Psi_{ij}^{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|DS\rangle_{ij} \pm |SD\rangle_{ij}) \tag{6.5}$$

eingeführt wurden.

Aus der in Gleichung (6.3) gewählten Schreibweise wird ersichtlich, dass eine Bell-Messung an den Ionen zwei und drei das Gesamtsystem in einem der vier Bell-Zustände zwischen den Ionen eins und vier zurücklässt. Diese Bell-Messung wird realisiert, indem die Ionen zwei und drei zunächst mit Hilfe der Fallensegmente kohärent zueinander transportiert und zu einem Ionenkristall zusammengeführt werden, sodass sie nun über gemeinsame Schwingungsmoden verfügen. Die Bell-Zustände werden nun mit Hilfe eines CNOT-Gatters und mit anschließendem $\pi/2$ -Puls auf das Kontroll-Qubit auf die Zustände $\{|SS\rangle, |SD\rangle, |DS\rangle, |DD\rangle\}$ abgebildet, wobei eine der gemeinsamen Schwingungsmoden als Mediator dient². Anschließend können die Ionen getrennt und der elektronische Zustand ausgelesen werden, wie es in Kapitel 2.2 beschrieben wurde. Diese Art des Verschränkungsaustauschs wurde bereits an einem ähnlichen Experiment erfolgreich durchgeführt [Riebe u. a. (2008)].

Über einen klassischen Kanal wird Bob das Ergebnis der Bell-Messung mitgeteilt, der nun mit entsprechenden Einzelqubit-Rotationen das System in den $|\Psi_{14}^-\rangle$ -Zustand überführen kann. Da nun Alice und Bob jeweils über ein miteinander verschränktes Ion verfügen, können sie über eine anschließende Messung den Schlüssel übertragen. Das System kann nun in den Anfangszustand initialisiert werden, um einen weiteren Schlüssel zu übertragen. Dabei können zwischen Alice und Bob im Prinzip beliebig viele Quantenrepeater geschaltet werden, sodass je nach der Erfolgsrate des Prozesses die Distanz zwischen Alice und Bob beliebig groß sein könnte.

Dies ist nur ein Beispiel dafür, wie Ionen in Paulfallen mit optischer Schnittstelle den technischen Fortschritt in der Quantenkryptografie vorantreiben können.

²Details zu der Pulsfolge können in [Schmidt-Kaler u. a. (2003)] oder [Riebe (2005)]



Anhang

A. Verweildauern des Ionenstrahls

Der DAC, der die Verweildauer des Ionenstrahls an einem bestimmten Punkt steuert, kann mit 124 Werten angesteuert werden. Diese betragen in Einheiten von $0,1 \ \mu$ s:

1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 12, 14, 15, 16, 17, 19, 20, 21, 23, 24, 26, 27, 29, 30, 32, 34, 36, 38, 40, 42, 44, 46, 48, 51, 53, 56, 59, 62, 66, 69, 73, 77, 81, 86, 91, 96, 101, 108, 114, 121, 129, 137, 146, 155, 166, 177, 189, 202, 216, 232, 248, 267, 286, 308, 331, 357, 384, 414, 447, 482, 521, 563, 609, 659, 714, 773, 838, 908, 985, 1069, 1160, 1260, 1368, 1486, 1616, 1756, 1910, 2077, 2260, 2459, 2676, 2913, 3171, 3453, 3761, 4097, 4463, 4862, 5298, 5773, 6292, 6858, 7475, 8149, 8884, 9686, 10561, 11516, 12558, 13695, 14935, 16289, 17766, 19377, 21136, 23055, 25149, 27434, 29927, 32648, 35616, 38856, 42391, 46248

B. Mathematica Quelltext

In diesem Abschnitt findet sich der Quelltext für die Erstellung von stream files mit Mathematica 7.0. Zunächst wird in der Initialisierung eine Datei eingelesen, die die oben aufgelisteten Werte für die Verweildauern enthält. Des Weiteren werden erste Funktionen definiert und die Nummer des mittleren Pixels eingelesen:

```
1 data = Import["dwell_times.csv"];
2 centre = 2048;
3 uzange[x_]:= Module[{min,value,i},
4 If[x<1,Return[0],
5 For[i=1,
6 x-data[[i]]>=0,
7 i++,
```

```
8
        value=data[[i]]
       1;
9
       Return[value]
10
     ]
11
    ]
12
    ellipse3Dcentre[x_,y_,r_,t_,t2_]:=
13
     Piecewise[
14
15
       {
        \{0, (x-centre)^{2}+(y-centre)^{2}=r^{2}-(r-t)^{2}\},\
16
         \left\{\frac{t^2}{t} \left(\frac{r^2}{x-centre}\right)^2 - \left(\frac{y-centre}{2}\right)^2\right\} - r+t\right)
17
         (x-centre)^{2+}(y-centre)^{2<r^{2-}(r-t)^{2}}
18
       }
19
     1
20
```

Dabei erzeugt die Funktion "uzange[x]" den erlaubten dwell time-Wert, der dem Wert xam nächsten kommt, aber kleiner als dieser ist¹. Die Funktion "ellipse3Dcentre" erzeugt, abhängig von den Parametern r und t eine Halbkugel um den Wert (2048,2048), der anschließend um den Faktor t2/t gestreckt wird. Dies entspricht dem Ansatz der Erhöhung der lateralen Auflösung, wie er in Kapitel 3.2.1 näher beschrieben wird. Dabei steht r für den "Krümmungsradius" und t für die maximale "Tiefe", die die Struktur idealerweise hat. Zu beachten ist, dass diese Werte in der Einheit "Pixel" angegeben werden, da die tatsächlich auf der Faseroberfläche entstehende Struktur von dem Vergrößerungsfaktor abhängt.

Nun wird die eigentliche Funktion definiert, die eine Textdatei erstellt, in der die gewünschten Verweildauern mit den jeweiligen Koordinaten enthalten sind:

```
streamfile[r_,t_,t2_]:=Module[{x,y,i,file,n,x2,x3},
21
    x=0;
22
    y=0;
23
    file=OpenWrite["streamfile.txt"];
24
    For[i=0,i<4(r^2-(r-t)^2),i++,</pre>
25
     If[ellipse3Dcentre[x+2048,y+2048,r,t,t2]>=1,
26
      x2=ellipse3Dcentre[x+2048,y+2048,r,t,t2];
27
      For[n=0, x2>=1, n++,
28
       x3=uzange[x2];
29
```

¹Für den späteren Ansatz der Auswaschung der Stufen wäre ein Runden auf den nächstgelegenen dwell time-Wert geeigneter gewesen. Dieser Umstand ändert jedoch nichts an der letztliche Formgebung, da es sich um einen konstanten Offset handelt.

```
If[x3!=20,
30
         WriteString[file,x3," ",x+2048," ",y+2048,"\n"];,
31
         WriteString[file,10," ",x+2048," ",y+2048,"\n",10," ",x+2048," ",y+2048,"\n"];
32
        ];
33
        x2=x2-x3;
34
       1
35
      1
36
      If[y \le 0 \& \& y \le x \& \& x \le -y+1, x = x+1,
37
       If[x>0&&-x+1<=y&&y<x,y=y+1,
38
        If[y>0\&\&y>=x\&\&x>-y, x=x-1,
39
         If[x<0\&\&-x>=y\&\&y>x, y=y-1]
40
        ]
41
       ]
42
      1;
43
    1
44
   1
45
```

Der Algorithmus beginnt bei dem zentralen Pixel, und arbeitet sich anschließend mit Hilfe der If-Schleifen in den Zeilen 37 bis 40 spiralförmig nach außen². An jedem Punkt wird zunächst der ideale dwell time-Wert ermittelt (Zeile 27). Anschließend wird eine Schleife gestartet, die die "uzange"-Funktion auf den ermittelten Wert anwendet (Zeile 29). Dieser Wert wird zusammen mit den Koordinaten des Pixels in die Textdatei geschrieben (Zeile 31). Die Schleife wird nun mit der Differenz des geschriebenen und des Idealwertes neu gestartet, bis diese Differenz kleiner als eins ist. Dabei ist zu beachten, dass der DAC-Wert 20 nicht verwendet werden darf, da an diesen Positionen das Gerät aus unbekannten Gründen Strukturen erzeugt, die stark von den Erwartungen abweichen. Für diesen Fall werden zwei Zeilen mit dem dwell time-Wert 10 in das stream file geschrieben.

Abschließend muss nachträglich manuell in die Textdatei ein kurzer Dateikopf eingefügt werden. In der ersten Zeile muss dabei ein "s" stehen, das dem Gerät signalisiert, dass es sich um ein stream file handelt. In der nächsten Zeile wird die Zahl der Durchläufe n angegeben, in denen der Ionenstrahl nacheinander die unten angegebenen Punkte der Oberfläche abfährt. In der dritten und letzten Zeile des Dateikopfs wird schließlich die Zahl der insgesamt angefahrenen Pixel in diesem stream file angegeben, die der Zahl

 $^{^2 {\}rm Dies}$ ist jedoch nicht notwendig, da in einem Testlauf das zeilenweise Abrastern der Punkte vergleichbare Ergebnisse lieferte.

der Zeilen in der Textdatei entspricht. Als letzter Schritt muss die Dateiendung zu ".str" geändert werden.

Das erste in Kapitel 4.1.1 dargestellte Profil wurde mit einem stream file mit den Parametern r = 14054, t = 21 und t2 = 2447 erzeugt, die Zahl der Durchläufe wurde zu n = 40 gewählt. Die Parameter für das zweite Profil lauten r = 4608, t = 64, t2 = 2447 und n = 17.

B

Literaturverzeichnis

[Anspach u. Linz 2010]

ANSPACH, N.; LINZ, S. J.: Modeling particle redeposition in ion-beam erosion processes under normal incidence. In: *Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment* 2010 (2010), Nr. 06, P06023. http://stacks.iop.org/1742-5468/2010/ i=06/a=P06023

[Bennett u. Brassard 1984]

BENNETT, C.H.; BRASSARD, G.: Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing. In: Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing 175 (1984)

[Boozer u. a. 2007]

BOOZER, A. D. ; BOCA, A. ; MILLER, R. ; NORTHUP, T. E. ; KIMBLE, H. J.: Reversible State Transfer between Light and a Single Trapped Atom. In: *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007), May, 193601. http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.193601. - DOI 10.1103/PhysRevLett.98.193601

[Bowler u. a. 2012]

BOWLER, R.; GAEBLER, J.; LIN, Y.; TAN, T. R.; HANNEKE, D.; JOST, J. D.; HO-ME, J. P.; LEIBFRIED, D.; WINELAND, D. J.: Coherent Diabatic Ion Transport and Separation in a Multizone Trap Array. In: *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), Aug, 080502. http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.080502. – DOI 10.1103/PhysRevLett.109.080502

[Briegel u. a. 1998]

BRIEGEL, H.-J.; DÜR, W.; CIRAC, J. I.; ZOLLER, P.: Quantum Repeaters: The Role of Imperfect Local Operations in Quantum Communication. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), Dec, 5932–5935. http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.5932. – DOI 10.1103/PhysRevLett.81.5932

[Colombe u. a. 2007]

COLOMBE, Y.; T.STEINMETZ; DUBOIS, G.; LINKE, F.; HUNGER, D.; REICHEL, J.: Strong atom-field coupling for Bose-Einstein condensates in an optical cavity on a chip. In: *Nature* 450 (2007), S. 272–277

[Demtröder 2000]

DEMTRÖDER, W.: Laserspektroskopie. Springer, 2000

[Duan u. a. 2001]

DUAN, L. M. ; LUKIN, M. D. ; CIRAC, J. I. ; ZOLLER, P.: Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. In: *Nature* 414 (2001), 413–418. http://dx.doi.org/10.1038/35106500

[FEI 2006]

FEI: xT Nova NanoLab User's Manual, 5th Edition. 2006

[Gisin u. a. 2002]

GISIN, N. ; RIBORDY, G. ; TITTEL, W. ; ZBINDEN, H.: Quantum cryptography. In: *Rev. Mod. Phys.* 74 (2002), Mar, 145–195. http://dx.doi.org/10.1103/ RevModPhys.74.145. – DOI 10.1103/RevModPhys.74.145

[Gulde u. a. 2001]

GULDE, S. ; ROTTER, D. ; BARTON, P. ; SCHMIDT-KALER, F. ; BLATT, R. ; HO-GERVORST, W.: Simple and efficient photo-ionization loading of ions for precision ion-trapping experiments. In: *Applied Physics B* 73 (2001), Nr. 8, 861-863. http://dx.doi.org/10.1007/s003400100749. – DOI 10.1007/s003400100749. – ISSN 0946-2171

[Harlander u. a. 2010]

HARLANDER, M.; BROWNNUTT, M.; HÄNSEL, W.; BLATT, R.: Trapped-ion probing of light-induced charging effects on dielectrics. In: *New Journal of Physics* 12 (2010), Nr. 9, 093035. http://stacks.iop.org/1367-2630/12/i=9/a=093035

[Haroche u. Raimond 2006]

HAROCHE, S.; RAIMOND, J.-M.: *Exploring the Quantum*. Oxford : Oxford University Press, 2006

[Herskind u. a. 2009a]

HERSKIND, P. F.; DANTAN, A.; ALBERT, M.; MARLER, J. P.; DREWSEN, M.: Positioning of the rf potential minimum line of a linear Paul trap with micrometer precision. In: Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 42 (2009), Nr. 15, 154008. http://stacks.iop.org/0953-4075/42/i=15/a=154008

[Herskind u. a. 2009b]

HERSKIND, P. F.; DANTAN, A.; MARLER, J. P.; ALBERT, M.; DREWSEN, M.: Realization of collective strong coupling with ion Coulomb crystals in an optical cavity. In: *Nat Phys* 5 (2009), 494-498. http://dx.doi.org/10.1038/nphys1302

[Hettrich 2009]

HETTRICH, M.: Präparation eines ⁴⁰Ca⁺-Quantenbits und Entwicklung eines faseroptischen Resonators für seine Detektion. In: *Diplomarbeit, Universität Ulm* (2009)

[Hood u. a. 2001]

HOOD, Christina J.; KIMBLE, H. J.; YE, Jun: Characterization of high-finesse mirrors: Loss, phase shifts, and mode structure in an optical cavity. In: *Phys. Rev.* A 64 (2001), Aug, 033804. http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.64.033804. – DOI 10.1103/PhysRevA.64.033804

[Hunger u. a. 2012]

HUNGER, D. ; DEUTSCH, C. ; BARBOUR, R. J. ; WARBURTON, R. J. ; REICHEL, J.: Laser micro-fabrication of concave, low-roughness features in silica. In: *AIP* Advances 2 (2012), Nr. 1, 012119. http://dx.doi.org/10.1063/1.3679721. - DOI 10.1063/1.3679721

[James 1998]

JAMES, D.F.V.: Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation. In: *Applied Physics B* 66 (1998), Nr. 2, 181-190. http://dx.doi.org/10.1007/s003400050373. – DOI 10.1007/s003400050373. – ISSN 0946-2171

[Jaynes u. Cummings 1963]

JAYNES, E. T.; CUMMINGS, F. W.: Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. In: *Proc. IEEE* 51 (1963), S. 89

[Joyce u. DeLoach 1984]

JOYCE, W. B.; DELOACH, B. C.: Alignment of Gaussian beams. In: *Appl. Opt.* 23 (1984), Dec, Nr. 23, 4187–4196. http://dx.doi.org/10.1364/AO.23.004187. – DOI 10.1364/AO.23.004187

[Kaupp 2006]

KAUPP, G.: Atomic force microscopy, scanning nearfield optical microscopy and nanoscratching. Springer, 2006

[Kimble 2008]

KIMBLE, H. J.: The quantum internet. In: *Nature* 453 (2008), 1023–1030. http: //dx.doi.org/10.1038/nature07127

[Kogelnik u. Li 1966]

KOGELNIK, H.; LI, T.: Laser Beams and Resonators. In: Appl. Opt. 5 (1966), S. 1550

[Landry u. a. 2007]

LANDRY, O. ; HOUWELINGEN, J. A. W. ; BEVERATOS, A. ; ZBINDEN, H. ; GISIN, N.: Quantum teleportation over the Swisscom telecommunication network. In: J. Opt. Soc. Am. B 24 (2007), Nr. 2, 398–403. http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB. 24.000398. – DOI 10.1364/JOSAB.24.000398

[Leibfried u. a. 2003]

LEIBFRIED, D.; BLATT, R.; MONROE, C.; WINELAND, D.: Quantum dynamics of single trapped ions. In: *Rev. Mod. Phys.* 75 (2003), Mar, 281–324. http://dx.doi. org/10.1103/RevModPhys.75.281. – DOI 10.1103/RevModPhys.75.281

[Lesik u. a. 2013]

LESIK, M. ; SPINICELLI, P. ; PEZZAGNA, S. ; HAPPEL, P. ; JACQUES, V. ; SALORD, O. ; RASSER, B. ; DELOBBE, A. ; SUDRAUD, P. ; TALLAIRE, A. ; MEIJER, J. ; ROCH, J.-F.: Maskless and targeted creation of arrays of colour centres in diamond using focused ion beam technology. In: *ArXiv e-prints* (2013)

[Loudon 2000]

LOUDON, R.: *The Quantum Theory of Light.* Bd. 3. Oxford Science Publications, 2000

[Lüders u. von Oppen 2008]

LÜDERS, K. ; OPPEN, G. von: *Bergmann Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik.* Bd. 1, 12. Auflage. Walter de Gruyter, 2008

[Ma u. a. 2012]

MA, X.-S. ; HERBST, T. ; SCHEIDL, T. ; WANG, D. ; KROPATSCHEK, S. ; NAYLOR, W. ; WITTMANN, B. ; MECH, A. ; KOFLER, J. ; ANISIMOVA, E. ; MAKAROV, V. ; JENNEWEIN, T. ; URSIN, R. ; ZEILINGER, A.: Quantum teleportation over 143

kilometres using active feed-forward. (2012), 269-273. http://dx.doi.org/10.1038/ nature11472

[Meschede 2008]

MESCHEDE, D.: Optik, Licht und Laser. Vieweg + Teubner, 2008

[NanoFocus 2004]

NANOFOCUS: NanoFocus µsurf Operating Manual. 2004

[Olmschenk u. a. 2009]

OLMSCHENK, S. ; MATSUKEVICH, D. N. ; MAUNZ, P. ; HAYES, D. ; DUAN, L.-M. ; MONROE, C.: Quantum Teleportation Between Distant Matter Qubits. In: *Science* 323 (2009), Nr. 5913, 486-489. http://dx.doi.org/10.1126/science.1167209. – DOI 10.1126/science.1167209

[Pachos u. Walther 2002]

PACHOS, J.; WALTHER, H.: Quantum Computation with Trapped Ions in an Optical Cavity. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), Oct, 187903. http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.187903. - DOI 10.1103/PhysRevLett.89.187903

[Paul u. a. 1958]

PAUL, W.; OSBERGHAUS, Q.; FISCHER, E.: Ein Ionenkäfig. In: Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen 415 (1958)

[Rempe u. a. 1992]

REMPE, G. ; THOMPSON, R. J. ; KIMBLE, H. J. ; LALEZARI, R.: Measurement of ultralow losses in an optical interferometer. In: *Opt. Lett.* 17 (1992), Mar, Nr. 5, 363–365. http://dx.doi.org/10.1364/OL.17.000363. – DOI 10.1364/OL.17.000363

[Reyntjens u. Puers 2001]

REYNTJENS, S.; PUERS, R.: A review of focused ion beam applications in microsystem technology. In: Journal of Micromechanics and Microengineering 11 (2001), Nr. 4, 287. http://stacks.iop.org/0960-1317/11/i=4/a=301

[Riebe 2005]

RIEBE, M.: Preparation of Entangled States and Quantum Teleportation with Atomic Qubits. In: *Dissertation, LFU Innsbruck* (2005)

[Riebe u. a. 2008]

RIEBE, M.; MONZ, T.; KIM, K.; VILLAR, A. S.; SCHINDLER, P.; CHWALLA, M.;

HENNRICH, M.; BLATT, R.: Deterministic entanglement swapping with an ion-trap quantum computer. In: *Nat. Phys.* 4 (2008), Nov, 839-842

[Ritter u. a. 2012]

RITTER, S. ; NOLLEKE, C. ; HAHN, C. ; REISERER, A. ; NEUZNER, A. ; UPHOFF, M. ; MUCKE, M. ; FIGUEROA, E. ; BOCHMANN, J. ; REMPE, G.: An elementary quantum network of single atoms in optical cavities. In: *Nature* 484 (2012), 195-200. http://dx.doi.org/10.1038/nature11023

[Rivest u. a. 1978]

RIVEST, R. L.; SHAMIR, A.; ADLEMAN, L.: A method for obtaining digital signatures and public-key cryptosystems. In: *Commun. ACM* 21 (1978), Februar, Nr. 2, 120– 126. http://dx.doi.org/10.1145/359340.359342. – DOI 10.1145/359340.359342.
– ISSN 0001–0782

[Roos 2000]

ROOS, C. F.: Controlling the quantum state of trapped ions. In: *Dissertation*, *LFU Innsbruck* (2000)

[Sangouard u. a. 2011]

SANGOUARD, N.; SIMON, C.; RIEDMATTEN, H. de; GISIN, N.: Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics. In: *Rev. Mod. Phys.* 83 (2011), Mar, 33-80. http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.83.33. - DOI 10.1103/RevModPhys.83.33

[Schmidt-Kaler u. a. 2003]

SCHMIDT-KALER, F. ; HÄFFNER, H. ; GULDE, S. ; RIEBE, M. ; LANCASTER, G.P.T. ; DEUSCHLE, T. ; BECHER, C. ; HÄNSEL, W. ; ESCHNER, J. ; ROOS, C.F. ; BLATT, R.: How to realize a universal quantum gate with trapped ions. In: *Applied Physics B* 77 (2003), Nr. 8, 789-796. http://dx.doi.org/10.1007/s00340-003-1346-9. – DOI 10.1007/s00340-003-1346-9. – ISSN 0946-2171

[Schug u. a. 2013]

SCHUG, M.; HUWER, J.; KURZ, C.; MÜLLER, P.; ESCHNER, J.: Heralded Photonic Interaction between Distant Single Ions. In: *Physical Review Letters* 110 (2013), Mai, Nr. 21, S. 213603. http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.213603. - DOI 10.1103/PhysRevLett.110.213603 [Schulz 2009]

SCHULZ, S. A.: Scalable Microchip Ion Traps for Quantum Computation. In: *Dissertation, Universität Ulm* (2009)

[Schulz u. a. 2008]

SCHULZ, S. A. ; POSCHINGER, U. ; ZIESEL, F. ; SCHMIDT-KALER, F.: Sideband cooling and coherent dynamics in a microchip multi-segmented ion trap. In: *New Journal of Physics* 10 (2008), Nr. 4, 045007. http://stacks.iop.org/1367-2630/10/i=4/a=045007

[Steiner u. a. 2013]

STEINER, M.; MEYER, H. M.; DEUTSCH, C.; REICHEL, J.; KÖHL, M.I: Single Ion Coupled to an Optical Fiber Cavity. In: *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013), Jan, 043003. http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.043003. - DOI 10.1103/PhysRev-Lett.110.043003

[Steinmetz u. a. 2006]

STEINMETZ, T. ; COLOMBE, Y. ; HUNGER, D. ; HÄNSCH, T. W. ; BALOCCHI, A. ; WARBURTON, R.J. ; REICHEL, J.: Stable fiber-based Fabry-Pérot cavity. In: *AIP* 89 (2006), Sep

[Stenholm 1986]

STENHOLM, S.: The semiclassical theory of laser cooling. In: *Rev. Mod. Phys.* 58 (1986), Jul, 699-739. http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.58.699. - DOI 10.1103/RevModPhys.58.699

[Stute u. a. 2013]

STUTE, A.; CASABONE, B.; BRANDSTÄTTER, B.; FRIEBE, K.; NORTHUP, T. E.; BLATT, R.: Quantum-state transfer from an ion to a photon. In: *Nature Photonics* 7 (2013), März, S. 219–222. http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2012.358. – DOI 10.1038/nphoton.2012.358

[Walther u. a. 2012]

WALTHER, A.; ZIESEL, F.; RUSTER, T.; DAWKINS, S. T.; OTT, K.; HETTRICH, M.; SINGER, K.; SCHMIDT-KALER, F.; POSCHINGER, U.: Controlling Fast Transport of Cold Trapped Ions. In: *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), Aug, 080501. http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.080501. - DOI 10.1103/PhysRevLett.109.080501

[Wootters u. Zurek 1982]

WOOTTERS, W. K.; ZUREK, W. H.: A single quantum cannot be cloned. In: *Nature* 299 (1982), 802–803. http://dx.doi.org/10.1038/299802a0

[Yao 2007]

YAO, N.: Focused Ion Beam Systems: Basics and Applications. Cambridge University Press, 2007

[Zaske u. a. 2012]

ZASKE, S. ; LENHARD, A. ; KESSLER, C. A. ; KETTLER, J. ; HEPP, C. ; AREND, C. ; ALBRECHT, R. ; SCHULZ, W.-M. ; JETTER, M. ; MICHLER, P. ; BECHER, C.: Visible-to-Telecom Quantum Frequency Conversion of Light from a Single Quantum Emitter. In: *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), Oct, 147404. http://dx.doi.org/10.1103/ PhysRevLett.109.147404. - DOI 10.1103/PhysRevLett.109.147404

[Ziesel 2008]

ZIESEL, F.: Spektroskopie und Transport von Ionen in einer Mikrofalle. In: *Diplomarbeit, Universität Ulm* (2008)

Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne die vielfältige Hilfe von verschiedenen Personen in dieser Form nicht durchführbar gewesen, bei denen ich mich an dieser Stelle bedanken möchte. An erster Stelle geht mein Dank an Prof. Ferdinand Schmidt-Kaler, der es mir ermöglichte, meine Arbeit in diesem interessanten Themengebiet anzufertigen, und mir zudem mit vielen Anregungen weiterhalf und immer wieder mein Interesse und meine Begeisterung weckte.

Ein ganz besonderer Dank geht an Max Hettrich, der mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand. Sein theoretisches Wissen und experimentelle Erfahrung nicht nur im Bereich der Ionenfallenphysik und Quanteninformation, sondern auch in der Handhabung von Glasfasern waren in vielen Momenten von unschätzbarem Wert.

Ich möchte dem Max-Planck-Institut für Polymerforschung in Mainz für die Benutzung der FIB-Anlage und im Speziellen Michael Kappl und Maren Müller danken, die mich mit dem Gerät vertraut gemacht haben und mich in die grundlegenden Techniken zur Materialbearbeitung einarbeiteten. Mein Dank geht außerdem an Andreas Best, der mich in die Bedienung des Konfokalmikroskops einführte und mit dem ich sehr interessante und fruchtbare Diskussionen zur Faserbearbeitung führte.

Des Weiteren möchte ich mich bei der Arbeitsgruppe KOMET am Institut für Physik für die Messungen am Rasterkraftmikroskop bedanken, wobei Christian Mix und Frank Demuth mit ihrer Erfahrung in diesem Gebiet eine große Hilfe waren.

Bei der gesamten Arbeitsgruppe möchte ich mich für das tolle Arbeitsklima und die vielen kleinen Hilfestellungen bedanken. Mein Dank geht im Speziellen an

- Andreas Pfister und Thomas Ruster, die mir mit ihrer Expertise im Programmieren nützliche Hinweise und Ideen bei der Erstellung der stream files gaben.
- Thomas Feldker für seine wertvollen Tipps beim Design der Resonatorhalterung.
- Jannis Joger für seine Hilfe bei diversen Softwareproblemen.

Schließlich möchte ich mich bei meiner Familie und meinen Freunden bedanken, die mich immer unterstützt und an mich geglaubt haben. Ihr Rückhalt war mir besonders in schwierigen Zeiten eine Große Hilfe. Mein ganz besonderer Dank geht an Lea. Ihr Verständnis und ihre Unterstützung waren eine Hilfe, die kaum in Worte gefasst werden kann.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich meine Diplomarbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegeben Hilfsmittel angefertigt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder anderen Quellen entnommen sind, sind als solche eindeutig kenntlich gemacht. Die Arbeit ist in gleicher oder ähnlicher Form noch nicht veröffentlicht und noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt worden.

Mainz, den 4. Juli 2013

Marcel Salz