

Johannes Gutenberg-Universität Mainz Institut für Physik

Diplomarbeit

# Verfahren zur deterministischen, hochauflösenden Implantation von Farbzentren

vorgelegt von

# Sebastian Wolf

# zur Erlangung des akademischen Grades Diplom-Physiker

18. Oktober 2012

Erstprüfer: Prof. Dr. Ferdinand Schmidt-Kaler Zweitprüfer: Prof. Dr. Gerd Schönhense

# Abstract

A promising approach to the development of solid state quantum computers is the use of nitrogen vacancie colour centers in diamond. However, the scalability of these systems remains an unsolved problem. In our research group, an approach for the implantation of nitrogen using a segmented Paul trap as deterministic ion source is being developed.

In this work, the extraction properties of this implantation setup have been analyzed, optimized and characterized. The energy of the extracted calcium ions was thereby increased to  $E = (1352.6 \pm 0.3)$  eV and, additionally, it was shown that the remaining energy distribution originates from the thermal velocity distribution of the ions inside the trap. The lateral broadening of the ion beam of up to about 13  $\mu$ m could also be explained by this fact. Additionally the spherical aberration of the focusing lens was measured precisely and significant influence on the size of the beam focus could be excluded. To control implantation, the resolution of an already existing confocal microscope that is working in vacuum was improved. The resolution attained was  $(111 \pm 4)$  nm, being clearly under the diffraction limit for light with a wavelength of 532 nm. Furthermore, different approaches to ionization and implantation of nitrogen were investigated in terms of their advantages and disadvantages. This is the basis to realize and characterize the whole production process of NV centers in diamond and to make quantum bits available.

# Kurzfassung

Ein vielversprechender Ansatz zur Entwicklung von Quantencomputern auf der Grundlage von Festkörpersystemen sind Stickstofffarbzentren in Diamant. Die Skalierbarkeit dieser Systeme stellt allerdings noch ein ungelöstes Problem dar. Ein in unserer Arbeitsgruppe entwickelter Lösungsansatz ist die Implantation des Stickstoffs mit einer segmentierten Paulfalle als deterministischer Ionenquelle.

In dieser Diplomarbeit wurden die Extraktionseigenschaften des Implantationsaufbaus untersucht, optimiert und charakterisiert. Dabei konnte die Energie der extrahierten Kalziumionen auf  $E = (1352, 6 \pm 0, 3)$  eV erhöht und außerdem gezeigt werden, dass die restliche Energieverteilung zu einem großen Teil von der thermischen Geschwindigkeitsfluktuation der Ionen in der Falle stammt. Auch die laterale Verbreiterung des Ionenstrahls auf etwa 13  $\mu$ m konnte auf diese zurückgeführt werden. Zudem gelang es die sphärische Aberration der zur Fokussierung verwendeten Linse sehr genau zu vermessen, und somit deren Einfluss auf die Fokusgröße des Ionenstrahls auszuschließen. Zur Kontrolle der Implantationen wurde die Auflösung eines bereits vorhandenen, im Vakuum arbeitenden, konfokalen Mikroskops in den Subwellenlängenbereich verbessert. Die dabei erreichte Auflösung beträgt (111±4) nm, was deutlich unter der Beugungsgrenze für Licht der Wellenlänge 532 nm liegt. Des Weiteren wurden verschiedene Ansätze zur Ionisierung und Implantation von Stickstoff auf ihre Vor- und Nachteile überprüft. Damit ist die Basis gelegt, um den gesamten Herstellungsprozess von NV-Zentren in Diamant zu realisieren, zu charakterisieren und Quantenbitstrukturen verfügbar zu machen.

# Inhaltsverzeichnis

1	Stickstofffarbzentren in Diamant			
	1.1	Stickstofffehlstelle als Qubit	3	
	1.2	Optischer Nachweis von Farbzentren	5	
	1.3	Implantationsverfahren zur Erzeugung von NV-Zentren in Diamant	7	
	1.4	Nachteile der bisherigen Herstellungsverfahren	10	
2	Schema zur deterministischen, hochauflösenden Implantation von NV-Zentren 1			
	2.1	Überblick über den Implantationsprozess	13	
	2.2	Laden, Kühlen und Trennen der Ionen	14	
	2.3	Extraktion der Ionen aus der Falle	16	
	2.4	Strahlausrichtung und Fokusmessung	17	
	2.5	Implantation der Ionen und Ausheizen des Diamanten zur Erzeugung		
		von NV-Zentren	20	
	2.6	Überprüfen des Implantationserfolgs mittels Mikroskopie	21	
	2.7	Nachimplantation zur Vervollständigung des Implantationsmusters	26	
3	Exp	erimenteller Aufbau	29	
	3.1	Implantationsaufbau	29	
	3.2	Mikroskopaufbau	34	
4	4 Experimentelle Routinen und Fehlerabschätzungen zum Implantationspro-			
	zess		37	
	4.1	Automatisierte Extraktionsroutinen zur Verkürzung der Messzeiten	37	
	4.2	Abschalten der RF-Spannung wahrend der Extraction zur Unterdruckung	20	
	19	Angëtao gun Stieletoffionization	00 20	
	4.5	Alisatze zur Stickstonionisation	39 40	
	4.4	Abschatzungen zur implantationsgehäuigkent	40	
5	Einz	elschritte im Implantationsverfahren	43	
	5.1	Abhängigkeit der Beschleunigungszeit von der Endkappenspannung	43	
	5.2	Messung der Flugzeit und der Abhängigkeit von der Radiofrequenzphase	45	
	5.3	Trefferbilder von Aperturblenden für verschiedene Ablenkspannungen $\ .$	50	
	5.4	Ionenstrahlvermessung mit dem Schneidkantenverfahren	52	
	5.5	Mittelpunktsstrahlbestimmung durch Vermessen der Linsenaberration .	54	

6	Zusa	ammenfassung und Ausblick	65
	5.8	Bestimmung der Trennschärfe	63
	5.7	Zusammenhang zwischen Laserleistung und Auflösungsvermögen	62
	5.6	Auflösungsverbesserung des Mikroskops	58

1

# Stickstofffarbzentren in Diamant

Seit Jahrzehnten werden Computer immer schneller und leistungsfähiger. Dies liegt bisher allerdings nicht an grundlegenden Veränderungen der Arbeitsweise, sondern daran, dass die wesentlichen Bausteine, die Transistoren, immer kleiner werden. Bereits 1965 prognostizierte der Intelmitbegründer G. E. Moore, dass sich die Zahl der Transistoren in integrierten Schaltkreisen jedes Jahr verdoppeln würde [Moo65]. Auch wenn diese Zeitspanne später auf alle zwei Jahre erhöht worden ist, hält dieser Trend bis heute an. In den letzten Jahren hat sich deren Größe einer natürlichen Grenze genähert. Einzelne Transistoren werden bald nur noch aus wenigen Atomen bestehen. Spätestens dann wird es nötig sein, die Gesetze der Quantenmechanik zu berücksichtigen. Um den Trend der immer schneller arbeitenden Computer fortzusetzen, könnte daher in der nächsten Zeit ein grundlegender Wechsel der Rechenprinzipien nötig sein. 1992 haben D. Deutsch und R. Jozsa und 1997 P. W. Shor gezeigt, dass es unter Zuhilfenahme quantenmechanischer Prinzipien möglich sein sollte, bestimmte Probleme, wie beispielsweise die Primzahlzerlegung oder das Suchen einzelner Einträge in großen Listen, schneller zu lösen als es klassische Algorithmen vermögen [DJ92, Sho97]. Ein entsprechender Quantencomputer muss dazu nach D. P. DiVincenzo eine Reihe von Anforderungen erfüllen [DiV00]:

- 1. Er muss aus einem skalierbaren physikalischen System mit gut charakterisierbaren Qubits bestehen.
- 2. Das System muss in einen bestimmten Anfangszustand initialisierbar sein.
- 3. Er muss im Vergleich zu den Gatteroperationszeiten deutlich größere Dekohärenzzeiten besitzen.

- 4. Es muss ein vollständiges System an Gatteroperationen realisierbar sein.
- 5. Die einzelnen Qubitzustände müssen auslesbar sein.

Es existieren bereits verschiedene Versuche einen Quantencomputer zu realisieren. An der Universität Innsbruck ist ein verschränkter Zustand aus 14 Ionen in einer Ionenfalle realisiert worden [MSB<sup>+</sup>11]. Bei Ionen in einer Falle verwendet man elektronische Zustände der Ionen als Qubitzustände. Die Kopplung der einzelnen Qubits erfolgt über die Schwingungsmoden der Falle. Dabei werden Kohärenzzeiten von einigen zehn Millisekunden erreicht. B. Kane schlug 1998 die Verwendung von Phosphoratomen in Silizium und D. Loss et al. die Verwendung von Quantenpunkten in Halbleitern vor [Kan98, LD08]. Bei der Verwendung von Halbleitern können die etablierten Verfahren der Halbleiterindustrie zur Arbeit mit den Qubits verwendet werden. Die Implementierung in klassisch arbeitende Systeme ist dank der gleichen Schnittstellen sehr einfach. Beim Halbleiteransatz entsprechen die Spinzustände von Elektronen in den Quantenpunkten den Qubitzuständen und es wurden Kohärenzzeiten von 50 ns erreicht [MVA12]. Bisher konnte allerdings keiner dieser Ansätze alle von DiVincenzo aufgestellten Kriterien erfüllen. Meist sind entweder die Skalierbarkeit der Systeme oder die geringe Kohärenzzeit das Problem. Für eine lange Kohärenzzeit sind eine gute Entkopplung des Systems von äußeren Einflüssen und eine hohe Kopplung der einzelnen Qubits untereinander nötig. Beim Ansatz des Festkörperquantensystems bedeutet das, dass die einzelnen Qubits dicht beieinander sitzen müssen, was die Adressierung der Qubits erschwert. Solche gegensätzlichen Anforderungen stellen hohe Herausforderungen an die Entwicklung eines Quantencomputers.

Vor einigen Jahren ist die Stickstofffehlstelle in Diamant als neuer Kandidat für einen Quantencomputer vorgeschlagen worden, deren großen Vorteil die optischen Auslese ist [WKN00, JGP<sup>+</sup>04a]. Stickstofffehlstellen bestehen aus einem Stickstoffatom auf einem Kohlenstoffgitterplatz und einer benachbarten Fehlstelle im Kristallgitter, siehe Abbildung 1.1 c). Diamant ist ein nahezu idealer Träger für Qubits. Er ist transparent für ein breites Spektrum an elektromagnetischen Wellen, wodurch die Auslese der Qubits über Laser ermöglicht wird. Außerdem kann man an den Qubits bei Atmosphärendruck und Raumtemperatur arbeiten, was bei kaum einem anderen Ansatz möglich ist und die technische Implementierung wesentlich erleichtert. Zudem ist das verwendete Farbzentrum extrem photostabil, was die Betrachtung und Auslese mit hochauflösenden fluoreszenzmikroskopischen Methoden wie der STED-Mikroskopie ermöglicht [Wil11]. Das NV-Zentrum ist eines der wenigen Zentren in Festkörpern, für das ein Energieniveauschema aufgestellt werden kann. Dabei zeigt es ähnliche spektroskopische Eigenschaften wie Atome und Moleküle.



Abbildung 1.1: a) Niveausystem des negativ geladenen NV-Zentrums mit den wichtigsten Übergängen. b) Fluoreszenzspektren der sichtbaren Ladungszustände. c) Kristallstruktur des NV-Zentrums.
QUELLE: Bearbeitete Bilder aus [JGP+04b] und [RDS+10]

## 1.1 Stickstofffehlstelle als Qubit

### Das NV<sup>-</sup>-Zentrum als Qubit

Wenn in der Umgebung eines NV-Zentrums andere Fremdatome im Diamant Elektronen abgeben können, entsteht das negativ geladene NV<sup>-</sup>-Zentrum. Dieses lässt sich laut D. Zheng durch ein Dreiniveausystem beschreiben [Zhe10]. Der Grundzustand  $({}^{3}A)$ ist ein Triplettniveau des Elektronenspins, der angeregte Zustand  $({}^{3}E)$  ist ebenso ein Triplettniveau und weiter existiert ein metastabiler Singlettzwischenzustand  $({}^{1}E)$ , siehe Abbildung 1.1 a). Bei einer Aufnahme der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung nach dem Hanbury-Brown and Twiss Verfahren, wie von V. Zwiller et al. beschrieben, lässt sich dadurch Bunching<sup>1</sup> beobachten [ZAB04]. Das Fluoreszenzspektrum erstreckt sich von etwa 600 nm bis 750 nm mit einer Null-Phononen-Linie<sup>2</sup> bei 637 nm [RDS+10]. Um als Qubit verwendbar zu sein muss das NV-Zentrum die Kriterien DiVincenzos erfüllen. Für das erste Kriterium werden die elektronischen Zustände des NV-Zentrums verwendet. Die Skalierbarkeit sollte mit einem größeren Muster mehrerer NV-Zentren zu erfüllen sein, siehe Abbildung 1.2. Der Zustand (<sup>3</sup>A,  $m_s = 0$ ) kann als  $|0\rangle$ -Qubitzustand und die in Abwesenheit von Magnetfeldern entarteten Zustände (<sup>3</sup>A,  $m_s = \pm 1$ ) können als  $|1\rangle$ -Qubitzustand verwendet werden. Beim Übergang  ${}^{3}A \rightarrow {}^{3}E$  gilt die Auswahlregel  $\Delta m_s = 0$  und die Zerfallsrate in den <sup>1</sup>E-Zwischenzustand ist aus den (<sup>3</sup>E,  $m_s = \pm 1$ )-Zuständen größer als aus dem  $({}^{3}E, m_{s} = 0)$ -Zustand. Daher ist die Fluoreszenz des Zustandes  $|0\rangle$  größer als die des Zustandes  $|1\rangle$ . Damit ist eine Zustandsauslese des Qubits über die Fluoreszenz möglich. Dass der Zerfall vom  ${}^{1}E$ -Zwischenzustand in den  $({}^{3}A, m_{s} = 0)$ -Zustand mit einer Übergangsrate von etwa 6 Hz größer ist als in die

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Erhöhung der Detektionswahrscheinlichkeit eines Photons bei kleinen Zeitdifferenzen. <sup>2</sup>engl. Zero-Phonon-Line, kurz: ZPL.

 $({}^{3}A, m_{s} = \pm 1)$ -Zustände mit etwa 1,2 Hz [Wit05], wird für die Initialisierung des Farbzentrums in den Grundzustand ausgenutzt. Stahlt man also für einige Zeit den 532 nm-Anregungslaser ein, so wird sich das Qubit mit sehr großer Wahrscheinlichkeit im Zustand  $|0\rangle$  befinden. Die Feinaufspaltung der  $({}^{3}A, m_{s} = 0)$ - und  $({}^{3}A, m_{s} = \pm 1)$ -Zustände liegt bei etwa 2,88 GHz und ist daher über Mikrowellenstrahlung adressierbar [GDT<sup>+</sup>97].



Abbildung 1.2: Mögliche Anordnung mehrerer NV-Zentren, um das Skalierbarkeitskriterium zu erfüllen. Die Abstände zwischen zwei Farbzentren liegen in der Größenordnung einiger zehn Nanometer.

An NV-Zentren sind bereits Rabioszillationen und Hahn-Echo-Sequenzen von R. Hanson et al. und F. Jelezko et al. gemessen worden [JGP<sup>+</sup>04b, HGA08]. Für den Nachweis der Rabioszillationen werden die Zentren durch Einstrahlen des grünen Lasers im Grundzustand präpariert. Anschließend wird für eine variable Zeit  $\tau$  ein resonantes Mikrowellenfeld eingestrahlt. Dadurch oszilliert der Elektronenspin zwischen dem  $(m_s = 0)$ - und einem der  $(m_s = \pm 1)$ -Zustände. Danach strahlt man zur Zustandsauslese erneut den grünen Laser ein. Die Intensität der beobachteten Fluoreszenz ist dann Abhängig von der Einstrahlzeit  $\tau$ . Durch Dekohärenz nimmt die Amplitude der Oszillation mit der Zeit ab. Aus dieser Abnahme lassen sich Kohärenzzeiten von einigen Mikrosekunden ableiten. Die kohärente Manipulation eines NV-Zentrums lässt sich auch durch ein Hahn-Echo-Experiment untersuchen. Dafür wird es erneut zuerst im Grundzustand initialisiert. Dann wird durch das Einstrahlen eines resonanten Mikrowellen- $\pi/2$ -Pulses ein Superpositionszustand  $|\psi\rangle = 1/\sqrt{2} (|0\rangle + |1\rangle)$  erzeugt. Durch lokale Magnetfeldfluktuationen dephasiert dann der Elektronenspin. Nach einer variablen Wartezeit  $\tau$ wird ein  $\pi$ -Puls eingestrahlt. Dadurch wird der Elektronenspin invertiert und die weitere Dephasierung bewirkt insgesamt wieder eine Fokussierung des Spins. Durch einen weiteren  $\pi/2$ -Puls wird die Spinphase auf die Spinzustände projiziert. Diese lassen sich wie gewohnt über die Fluoreszenzintensität auslesen.

### Das NV<sup>0</sup>-und das NV<sup>+</sup>-Zentrum

Nach Y. Mita gibt es neben dem NV<sup>-</sup>-Zentrum noch das neutrale NV<sup>0</sup> [Mit96]. Dieses fluoresziert ebenfalls und lässt sich durch ein effektives Zweiniveausystem beschreiben. Es besitzt laut D. Zheng im Gegensatz zum NV<sup>-</sup>-Zentrum keinen metastabilen Zwischenzustand [Zhe10]. Dadurch tritt in der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung kein Bunching auf. Durch das fehlende *dunkle* Singlettniveau ist keine Zustandsauslese möglich und durch die fehlende Kopplung an den Elektronenspin findet keine Aufspaltung des Triplettgrundzustandes statt. Dadurch ist es als Qubit nicht zu gebrauchen. Regt man das NV<sup>0</sup>-Zentrum mit Licht der Wellenlänge 532 nm an, so lässt sich ein Fluoreszenzspektrum im Bereich von etwa 550 nm bis 750 nm aufnehmen. Die *Null-Phononen-Linie* in Abbildung 1.1b) liegt bei 575 nm [RDS<sup>+</sup>10]. Um ein NV<sup>0</sup>- von einem NV<sup>-</sup>-Zentrum zu unterscheiden, stehen also sowohl die Aufnahme des Fluoreszenzspektrums, als auch der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung zur Verfügung.

Bei der Untersuchung von NV-Zentren mittels Fluoreszenzmikroskopie fällt auf, dass zuvor sichtbare Farbzentren plötzlich nicht mehr fluoreszieren, später aber wieder sichtbar werden. Es muss also einen *dunklen* Zustand des NV-Zentrums geben. Da sich dieser Zustand durch Verschieben des Fermilevels bei Anlegen einer äußeren Spannung beeinflussen lässt, liegt es nahe, ihn mit einem positiv geladenen NV<sup>+</sup>-Zentrum zu identifizieren [HGN<sup>+</sup>11].

### Quanteninformationsverarbeitung mit mehreren NV-Zentren

Ein wichtiger Schritt auf dem Weg zu einem Quantencomputer ist die Kopplung mehrerer Quantenbits. F. Jelezko et al. ist es gelungen, den Elektronenspin eines NV-Zentrums mit dem Kernspin eines in der Nähe befindlichen <sup>13</sup>C-Atoms zu koppeln. Diese Möglichkeit haben W. M. Witzel und S. Das Sarma theoretisch vorgeschlagen [WS08]. Dabei konnten Rabioszillationen des Kernspins beobachtet und ein Zwei-Qubit-Gatter implementiert werden, dessen Fidelity 90% erreicht [JGP+04a, NMR+08]. P. Neumann et al. ist 2008 die Kopplung zweier NV-Zentren gelungen. Sie konnten Rabioszillationen und Hahn-Echo-Modulationen des Elektronenspins in einem NV-Zentrum in Abhängigkeit des anderen beobachten [NMR+08]. Diese und andere Experimente zeigen, dass das Farbzentrum ein aussichtsreicher Kandidat für die Implementierung eines Quantencomputers ist, wenn es gelingt, mehrere NV-Zentren in einer Anordnung zu erzeugen, die eine Kopplung ermöglicht.

### 1.2 Optischer Nachweis von Farbzentren

Für die Arbeit mit Farbzentren ist es wichtig, diese einzeln auslesen zu können. Dies ist, wie bereits erwähnt, durch Fluoreszenzanregung möglich. Daher liegt es nahe, die

NV-Zentren auch direkt mithilfe der Fluoreszenzmikroskopie zu beobachten, da diese dann in einem Schritt mit der selben Apparatur beobachtet und ausgelesen werden können. Ph. Tamarat et al. ist es durch Anlegen eines elektrischen Gradientenfeldes gelungen mittels der Stark-Verschiebung einzelne Farbzentrum anzusteuern [TGR<sup>+</sup>06]. Im Folgenden wird die Funktionsweise des für die Arbeit mit Farbzentren verwendeten Fluoreszenzmikroskops erläutert.

### Konfokale Mikroskopie



Abbildung 1.3: Aufbau eines konfokalen Mikroskops. Das grüne Anregungslicht wird vom dichroischen Spiegel auf das Objektiv ausgerichtet. Das rote Fluoreszenzlicht passiert den dichroischen Spiegel und wird auf eine Lochblende fokussiert. Die unterbrochene Linie repräsentiert Fluoreszenzlicht aus anderen Ebenen, die die Lochblende nicht passieren können.

Ein konfokales Mikroskop ist ein Fluoreszenzmikroskop, bei dem ein fluoreszierendes Objekt mit einem Anregungslaser abgerastert und die Intensität des Fluoreszenzlichtes gegen die Position aufgetragen wird, um ein Abbild der Verteilung der fluoreszierenden Zentren zu bekommen. Das Licht des Anregungslasers wird durch eine polarisationserhaltende Einzelmodenglasfaser geführt, um eine saubere Gaußmode und eine möglichst gute Punktquelle zu erhalten. Über einen dichroischen Spiegel, der für die Anregungswellenlänge reflektierend ist, wird der Strahl auf ein Mikroskopobjektiv ausgerichtet. Dieses fokussiert den Strahl auf das zu untersuchende Objekt. Das entstehende Fluoreszenzlicht wird durch dasselbe Objektiv wieder eingefangen. Am dichroischen Spiegel, der für das Fluoreszenzlicht transmittierend ist, wird das Anregungslicht erneut reflektiert. Danach wird das Fluoreszenzlicht auf eine Lochblende fokussiert. Licht, das aus dem Fokus des Objektives stammt, ist nach dem Durchqueren des Objektives kollimiert und passiert die Lochblende ungehindert. Licht aus anderen Tiefenebenen in der Probe verlässt das Objektiv divergent oder konvergent und wird daher nicht auf die Lochblende fokussiert, siehe Abbildung 1.3. So wird eine gute Auswahl der Schärfenebene erreicht. Das übrige Fluoreszenzlicht wird dann detektiert.

Der Vorteil des konfokalen Mikroskops im Vergleich zu anderen Lichtmikroskopieverfahren ist die sehr geringe Schärfentiefe und somit ein gutes Signal zu Rausch Verhältnis. Der Aufbau des in dieser Arbeit benutzten konfokalen Mikroskops wird in Kapitel 3.2 näher erläutert. Die Auflösung eines konfokalen Mikroskops lässt sich durch  $RESOLFT^3$ -Methoden über das Abbelimit verbessern. Im Wesentlichen laufen alle diese Methoden darauf hinaus, durch Erhöhen der Laserleistung bestimmte Übergänge der beobachteten Fluoreszenzzentren zu sättigen [Wil11].

## 1.3 Implantationsverfahren zur Erzeugung von NV-Zentren in Diamant

Bedingt durch den bei der Diamantentstehung vorhandenen Stickstoff befinden sich sowohl in natürlichem, als auch in künstlich hergestelltem Kristall, statistisch verteilt NV-Zentren. Deren Dichte ist abhängig von der Stickstoffkonzentration bei der Herstellung. Um mehrere Farbzentren miteinander zu koppeln, verwendet man den Elektronenspin. Da die Kopplungsstärke mit dem Abstand schnell abnimmt, müssen sich die Farbzentren in einem Abstand von höchstens wenigen zehn Nanometern befinden. Um Quanteninformation mit natürlich vorkommenden Farbzentren zu betreiben, bräuchte man daher eine hohe Dichte an Farbzentren. Dies führt allerdings zu einer deutlich verringerten Kohärenzzeit [BNT<sup>+</sup>09, MNR<sup>+</sup>09]. Um lange Kohärenzzeiten zu erreichen ist es daher unerlässlich, hochreine, künstliche Diamanten zu verwenden, in die die Farbzentren künstlich implantiert werden müssen.

Die Erzeugungseffizienz von implantierten Farbzentren, das Verhältnis der Anzahl der implantierten Stickstoffatome zu den tatsächlich erzeugten Farbzentren, hängt stark von der Implantationsenergie ab. Für ein NV-Zentrum ist nicht nur ein Stickstoffatom nötig, sondern auch eine Fehlstelle auf einem benachbarten Gitterplatz [PRD<sup>+</sup>11]. Diese Fehlstellen können bei der Implantation durch Stöße des implantierten Atoms mit dem Kristallgitter entstehen. Höherenergetische Teilchen erzeugen dabei mehr Fehlstellen. Allerdings ist es noch nicht geklärt, ob dies der einzige Effekt ist, der für die Abhängigkeit der Erzeugungseffizienz von der Implantationsenergie verantwortlich ist.

Um die durch die Implantation entstandenen Löcher in direkte Nachbarschaft zu den Stickstoffatomen zu bringen, wird der Diamant auf etwa 800 °C aufgeheizt. Dadurch

 $<sup>^3</sup>$  reversible saturable optical (flurorescence) transitions, dt. reversible sättigbare optische (Fluoreszenz-) Übergange.

beginnen die Fehlstellen im Kristall umherzuwandern. Die Stickstoffatome im Kristallgitter fangen diese sehr effektiv ein und es entsteht ein NV-Zentrum. Dieser zusätzlich nötige Arbeitsschritt ist, neben der geringen Anzahl entstehender Löcher, eine Erklärung für die niedrige Erzeugungseffizienz bei kleinen Implantationsenergien. Löcher, die beim Ausheizvorgang an die Oberfläche wandern, verschwinden dort. Damit ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein oberflächennahes Stickstoffatom eine Fehlstelle einfängt, niedriger als bei tief im Kristall sitzenden Stickstoffatomen.



Abbildung 1.4: Übersicht über verschiedene Implantationsverfahren und deren Auflösung.

QUELLE: J. Meijer, Ruhr-Universität Bochum [priv. comm.]

### Hochenergieimplantation

Der Vorteil einer Implantation mit Ionenenergien von mehreren Megaelektronenvolt ist die hohe Erzeugungseffizienz für Farbzentren und die große Eindringtiefe der Ionen. Tiefer im Kristall liegende Defekte werden weniger von Oberflächeneffekten beeinflusst, was die Arbeit mit ihnen wesentlich vereinfacht. Bei der Hochenergieimplantation werden die Ionen in Linear- oder Tandembeschleunigern beschleunigt und mit Multipollinsen oder Magnetspulen fokussiert. So wird an der Ruhr-Universität Bochum beispielsweise eine supraleitende Magnetspule zur Fokussierung von Ionenstrahlen mit Energien bis zu 20 MeV verwendet. Bei diesen Energien lassen sich laut S. Pezzagna et al. Fokusradien von wenigen Mikrometern erreichen [PRD<sup>+</sup>11]. Durch das Einbringen von Aperturen in den Strahl werden die Ionenflüsse so weit reguliert, dass statistisch nur sehr wenige Ionen das Substrat erreichen.

Verbunden mit der hohen Konversionseffizienz lässt sich so die Anzahl der erzeugten Farbzentren sehr genau steuern. Der größte Nachteil der Implantation mit hohen Ener-

gien ist die schlechte Ortsauflösung. Bevor die Ionen im Kristall zur Ruhe kommen, vollführen sie Stöße mit den Gitteratomen, durch die sie abgebremst werden. Je höher die Ionenenergie ist, desto mehr Stöße müssen sie vollführen, bis sie ihre Energie komplett abgegeben haben. Durch diesen *Straggling* genannten Mechanismus wird die Ionenverteilung sowohl lateral als auch axial vergrößert [BMR<sup>+</sup>11]. Dabei liegen die Werte für laterales und axiales Straggling in der Regel in der gleichen Größenordnung und es wird meist nur ein Wert angegeben. Bei Implantationen mit Energien von mehreren Megaelektronenvolt liegt die Größe der Verteilung bereits bei einigen Mikrometern. Für hochauflösende Implantationen ist dieses Verfahren also nicht geeignet.

### Implantation mithilfe von Masken

Um die Auflösung von wenigen zehn Nanometern zu erreichen, die für die erfolgreiche Kopplung von mehreren Farbzentren nötig ist, kann man den Diamanten mit einer Maske abdecken, in die Löcher mit der entsprechenden Größe eingebracht sind. P. Spinicelli et al. benutzen dafür PMMA, ein Kunststoff, in den die Löcher mittels Lithographie eingefügt werden [SDR<sup>+</sup>11]. Auf diese Maske werden dann CN<sup>-</sup>-Ionen beschleunigt. Durch das zusätzliche Kohlenstoffatom, das sich beim Auftreffen auf den Diamanten vom Stickstoff abspaltet, werden weitere Löcher erzeugt und damit die Konversionseffizienz erhöht. S. Pezzagna et al. benutzen eine Micafolie, die mit hochenergetischen Samariumionen bestrahlt und danach chemisch geätzt wird [PRB<sup>+</sup>11]. Dadurch entstehen Löcher mit einem Durchmesser von etwa 50 nm in der Micafolie. Durch diese Löcher werden dann mit herkömmlichen Methoden Stickstoffionen implantiert. Zwei Ionen, die dasselbe Loch passieren, haben dann einen Abstand in der Größenordnung des Durchmessers des Loches.

### Implantation durch ein Loch in einer AFM-Spitze

Eine Möglichkeit, eine Implantationsauflösung weniger Nanometer zu erreichen, ist es, sich andere Verfahren zu Nutze zu machen, die diese Auflösung bereits erreichen. J. Meijer und S. Pezzagna benutzen dazu eine für *Rasterkraftmikroskopie*<sup>4</sup> gedachte Cantilevermessnadel [BQ86, MPV<sup>+</sup>08]. Diese wird über piezoelektrische Antriebe mit einer Genauigkeit von weniger als einem Nanometer bewegt. Im AFM werden damit atomare Auflösungen erreicht. In die Cantilever werden nun mithilfe eines *fokussierten Ionenstrahls*<sup>5</sup> Löcher mit Durchmessern weniger zehn Nanometer gebohrt, siehe Abbildung 1.5 c). Richtet man nun einen kollimierten Ionenstrahl darauf, wie in Abbildung 1.5 a) zu sehen, so gelangen nur Ionen, die die Löcher treffen, auf das Substrat. Bei Ionenenergien von 0,5 keV bis 5 keV werden mit diesem Verfahren Auflösungen von 10 nm erreicht. Durch Messen des Ionenflusses und dem Vermessen der Löcher im

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>engl. *atomic force microscope*, kurz: AFM.

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>engl. *focussed ion beam*, kurz: FIB.



Abbildung 1.5: a) Skizze der Anordnung von AFM-Cantilever, Ionenstrahl und Diamantsubstrat. b) Elektronenmikroskopische Aufnahme des AFM-Cantilevers. c) Vergrößerung des mittels FIB gebohrten Loches. QUELLE: [Wei11]

Cantilever lässt sich die Anzahl der implantierten Ionen bestimmen. Allerdings ist diese poissonverteilt. Es ist mit diesem Verfahren nicht möglich, eine deterministische Anzahl von Farbzentren zu erzeugen.

## 1.4 Nachteile der bisherigen Herstellungsverfahren

Alle bisher behandelten Implantationsmethoden beruhen auf statistischen Ionenquellen. Es sind zwar Auflösungen in der Größenordnung einiger zehn Nanometer erreichbar, allerdings ist es nicht möglich, die Ionenanzahl zu kontrollieren. Damit potenziert sich für jedes Farbzentrum, das in einem festgelegtem Abstand implantiert werden soll, die Anzahl der nötigen Versuche, um erfolgreich die gewünschte Anzahl zu erreichen. Um dieses Problem zu umgehen, muss man die Zahl der implantierten Ionen genau überwachen. Ein Ansatz dazu ist eine deterministische Ionenquelle. Wenn man den Zeitpunkt der Implantation genau bestimmen kann, kann die Anzahl der Ionen genau überwacht werden. Bei unserem Ansatz wird als deterministische Ionenquelle eine Paulfalle verwendet. Durch Detektion der Ionen in der Falle lässt sich deren Anzahl bestimmen. Durch Anlegen einer Hochspannung an die Falle wird das Ion herausbeschleunigt und mit einer Ionenlinse auf den Diamanten fokussiert. Um eine hohe Ortsauflösung zu erreichen, muss die Implantationsenergie im Bereich von Kiloelektronenvolt liegen. Durch diese vergleichsweise niedrigen Energien ist allerdings die Erzeugungseffizienz sehr gering. Deshalb ist in den Aufbau ein Mikroskop integriert worden, das es ermöglicht, den Erfolg der Konversion zu überprüfen. Bei Bedarf ist es dann möglich, Ionen nachzuimplantieren. 1 Stickstofffarbzentren in Diamant

# 2

# Schema zur deterministischen, hochauflösenden Implantation von NV-Zentren

# 2.1 Überblick über den Implantationsprozess

Bei unserem Ansatz werden die zu implantierenden Ionen in einer Paulfalle gefangen. Mit dieser ist es, laut durchgeführter Simulationen, möglich, Ionen verschiedener Massen deterministisch und mit Nanometerauflösung zu implantieren. Als Arbeitsmedium dienen dazu <sup>40</sup>Ca<sup>+</sup>-Ionen, für die es etablierte Ionisations- und Kühlmethoden gibt [Zie08]. Die Struktur der verwendeten Paulfalle wurde speziell zur Ionenextraktion optimiert [Keh11]. Durch Anlegen verschiedener Spannungen an die einzelnen Segmente lassen sich beliebige Fallenpotentiale erzeugen. Im Verlauf des Extraktionszyklus wird zuerst eine Kalziumwolke gefangen und gekühlt. Dann wird das Fallenpotential soweit verformt, dass nur noch ein einzelnes Kalziumion im Fallenvolumen gefangen bleibt [Jac10], siehe Abbildung 2.2. Nach dem Zurückfahren des Fallenpotentials auf die ursprüngliche Form wird das zu implantierende Atom ionisiert und mittels der Coulombwechselwirkung zwischen dem bereits kalten Kalziumion und dem heißen zu implantierenden Ion sympathetisch gekühlt. Durch Anlegen einer variablen Radiofrequenz an die Paulfalle lassen sich die Fallenfrequenzmoden anregen. Da diese massenabhängig sind, ist es möglich, durch Messen der Resonanzfrequenz die Masse der gefangenen Ionen zu überprüfen. Zur Extraktion wird an die Endkappe eine negative Hochspannung von



Abbildung 2.1: Flussdiagramm der Stickstoffextraktion und des Implantationsprozesses.

wenigen Kiloelektronenvolt angelegt, die das Ion aus der Falle beschleunigt. Mithilfe einer Einzelionenlinse wird das Ion auf das Substrat fokussiert.

Bei der deterministischen Implantation von Stickstoff in Diamant zur Erzeugung von NV-Zentren bleibt aufgrund der niedrigen Implantationsenergien das Problem der niedrigen Erzeugungseffizienz bestehen. Um dies zu umgehen ist der Implantationsaufbau um ein insitu im Vakuum arbeitendes konfokales Mikroskop erweitert worden [Wei11], dessen Auflösung im Verlauf dieser Diplomarbeit unter das Beugungslimit verbessert wurde. Nach der Implantation eines Stickstoffions kann mithilfe dieses Mikroskops nach dem Ausheizen des Diamanten überprüft werden, ob tatsächlich ein NV-Zentrum entstanden ist. Bedarfsweise kann ein Stickstoffion oder zusätzlicher Kohlenstoff, zum Erzeugen von Löchern, nachimplantiert werden.

## 2.2 Laden, Kühlen und Trennen der Ionen

Um Kalziumionen zu erzeugen wird festes Kalzium in einem Ofen erhitzt und verdampft [Zie08]. Der Ofen ist auf die Falle gerichtet, sodass die Kalziumatome die Falle durch-



Abbildung 2.2: Verformung des axialen Fallenpotentials zur gezielten Reduzierung der Ionenzahl.

queren. Im Fallenvolumen wird das Kalzium mithilfe eines Lasers resonant angeregt und mit einem zweiten Laser ionisiert. Anschließend wird das Ion lasergekühlt. Im jetzigen Aufbau wird das Ion auf etwa 2 mK dopplergekühlt. Es sind aber bereits Methoden im Aufbau, um das Ion in den Grundzustand der Bewegung zu kühlen. Durch das Fokussieren nach der Extraktion wird die Ortsverteilung des Ions auf den Diamanten abgebildet. Eine kleinere Objektgröße, wie sie ein kälteres Ion besitzt, wirkt sich somit direkt in einem kleineren Fokus aus.

Der zuerst nachteilig wirkende Umweg über Kalziumionen erlaubt letztendlich die Implantation von sehr verschiedenen Ionenspezies ohne große Änderungen am Aufbau. Die einzigen Bedingungen an zu implantierende Ionen sind die Verfügbarkeit einer Ionisationsmethode und die Kompatibilität der Ionenmasse mit der Falle. Um eine reproduzierbare Anzahl an Kalziumionen zu laden wird das Potential derart verformt, dass die Tiefe der Falle soweit abnimmt, dass nur noch eine bestimmte Anzahl an Ionen gefangen bleibt, siehe Abbildung 2.2. Anschließend wird das Potential wieder in eine Form gebracht, in der mehrere Ionen gefangen werden können, und die Kalziumionen, die sich beim Verformen des Potentials eventuell aufgeheizt haben, werden wieder gekühlt.

Im nächsten Schritt muss das zu implantierende Atom ionisiert werden. An dieser Stelle wird die Prozedur für Stickstoffionen diskutiert, die Methode lässt sich jedoch auf andere Arten von Ionen übertragen. Zur Ionisation von Stickstoff gibt es mehrere Ansätze. Für die direkte, einstufige Ionisation stehen keine geeigneten Laser zur Verfügung. Allerdings ist es nach G. Laufer möglich, mithilfe eines nichtresonanten Multiphotonenprozesses Stickstoff zu ionisieren [LKG91]. Dafür kann ein gepulster Laser mit genügend Leistung verwendet werden, bei dem sich Stickstoffionen im Fallenvolumen befinden müssen, siehe Kapitel 4.3. Entweder man ionisiert Stickstoff also aus dem Hintergrundgas oder mithilfe eines Piezoventils, welches kurzzeitig einen hohen Stickstoffpartialdruck in der Falle erzeugt, ohne die gefangenen Kalziumionen aus der Falle zu stoßen. Allerding besteht die große Gefahr, dass bei falscher Justierung des Lasers die Falle getroffen wird. Die Intensität des Lasers ist dann so groß, dass die Goldbeschichtung zerstört wird und die Falle irreparabel beschädigt wird.

Sollte diese Methode nicht funktionieren, da die Laserleistung zu gering ist oder der Laser nicht stark genug fokussiert werden kann, gibt es noch die Möglichkeit der Elektronenstoßionisation. Dafür wird eine Elektronenkanone am Fallenaufbau befestigt und ein Elektronenstrahl auf die Falle gerichtet. Diese Methode hat den Nachteil, dass die Elektronen, die durch die elektrischen Felder eventuell isolierende Teile der Falle treffen, diese stark aufladen. Durch ein geändertes Fallendesign, bei dem die isolierenden Teile der Falle gegen die Elektronen abgeschirmt sind, sollte diese Ionisationsmethode aber verwendbar sein. Eine weitere Möglichkeit ist die Ionisation der Stickstoffatome in einer Ionenkanone. Der Vorteil daran ist, dass diese nicht im Fallenvolumen geschehen muss und so den Fallenbetrieb nicht stören kann. Allerdings müssten die Ionen dann noch in die Falle eingebracht werden. Dies wäre beispielsweise durch eine Endkappe möglich. Der Ionenstrahl würde dann auf das Loch in der Endkappe der Falle fokussiert und der axiale Einschluss der Falle müsste kurzzeitig aufgehoben werden. Sobald sich das Stickstoffion in der Falle befindet, wird der axiale Einschluss wieder eingeschaltet und das Ion ist gefangen. Durch den im Vergleich zur Fallenkammer hohen Druck, den die Ionenkanone erzeugt, muss diese durch eine differentielle Pumpstrecke vom Rest der Vakuumkammer getrennt werden.

Sobald der Stickstoff gefangen ist, wird er sympathetisch über die Coulombwechselwirkung mit den Kalziumionen bis auf die Kalziumtemperatur gekühlt. Danach wird, wiederum durch Verformung des Fangpotentials, das restliche Kalzium aus der Falle entfernt. Dieser Schritt ist allerdings nicht zwingend. Es kann von Vorteil sein, das Kalziumion mitzuextrahieren, da das Stickstoffion dann länger gekühlt wird. Außerdem könnte das Kalziumion weitere Fehlstellen im Diamant erzeugen und somit die Erzeugungseffizienz der NV-Zentren erhöhen. Allerdings können sich durch die Coulombabstoßung der Ionen auch die Strahleigenschaften verschlechtern.

## 2.3 Extraktion der Ionen aus der Falle

Durch Anlegen einer negativen Hochspannung an die Endkappe der Falle in Ausschussrichtung wird das positiv geladene Stickstoffion aus der Falle beschleunigt. Die Ionen durchqueren dann eine Anordnung zweier senkrecht zueinander stehender Plattenkondensatoren, mithilfe derer sich die weitere Flugbahn des Ions kontrollieren lässt. Mit einer elektrostatischen Einzellinse werden die Ionen dann fokussiert. Es wurden allerdings bereits Schaltlinsen entwickelt, die, neben der Fokussierung der Ionen, diese auch noch nachbeschleunigen können [Jac10]. Um die sphärische Aberration und andere Linsenfehler bei der Fokussierung zu minimieren, ist es nötig, den Strahl auf die Mitte der Linse auszurichten. Allerdings liegt die optische Achse der Linse, die durch den Potentialverlauf vorgegeben wird, durch Ungenauigkeiten bei Produktion und Zusammenbau nicht zwangsläufig in der geometrischen Mitte der Linse. Eine erste grobe Ausrichtung des Strahls ist mittels Aperturen möglich, die in den Ionenstrahl gefahren werden können. Durch diese ist eine grobe Ausrichtung in der Größenordnung von 100  $\mu$ m möglich.

## 2.4 Strahlausrichtung und Fokusmessung



Abbildung 2.3: Wenn die Schneidkante immer weiter in den Ionenstrahl gefahren wird, nimmt die Trefferwahrscheinlichkeit weiter ab.

Der Verlauf des Ionenstrahls lässt sich durch Verwendung einer Schneidkante bestimmen, die sukzessive in den Strahl gefahren wird. Die Ionen werden dabei mithilfe eines Detektors registriert und die Schneidkantenposition gegen die Trefferwahrscheinlichkeit aufgetragen. Die gemessene Kurve ist dann die Projektion einer Faltung des Strahlquerschnitts mit einer Stufenfunktion auf die Richtung, in der die Schneidkante verfahren wurde, siehe Abbildung 2.3. Man kann also den Strahlquerschnitt bestimmen, wenn die Messung in verschiedene Richtungen wiederholt wird. Durch Aufnahme des Querschnitts an unterschiedlichen Positionen lässt sich somit der Strahlverlauf ermitteln. Verändert man durch die Ablenkspannungen die Position des Strahls im Vergleich zur Linse, kann man ein für sphärische Aberration typisches Bild erkennen. Dieses ist punktsymmetrisch zur Position des Mittelpunktstrahls der Linse, auf den der Strahl nach der Messung eingestellt wird, um den Effekt der sphärischen Aberration zu minimieren. Aus diesen Messungen lässt sich mithilfe der Theorie der sphärischen Aberration auch die Ebene bestimmen, in der die räumliche Verteilung des Strahls am kleinsten ist.

### Abbildungsfehler der Ionenlinse

Elektronen- und Ionenlinsen lassen sich analog zu Lichtlinsen mithilfe der Strahlenoptik beschreiben. Sie weisen daher auch die gleichen Linsenfehler auf. Die chromatische Aberration, welche im Falle der Ionenlinsen der Abhängigkeit der Fokusweite von der Ionenenergie entspricht, spielt in unserem Experiment aufgrund der sehr kleinen Geschwindigkeitsverteilung nur eine untergeordnete Rolle. Wesentlich wichtiger ist hingegen die sphärische Aberration. Bei dieser ist die paraxiale Näherung, die oft bei der Beschreibung von Linsen verwendet wird, nicht mehr gültig. Die Fokuslänge hängt nun von der Entfernung x des Punktes, in dem das Ion die Hauptebene der Linse passiert, von der optischen Achse ab. Insgesamt ist der Abstand  $r_4$  eines Strahls von der optischen Achse an einem beliebigen Punkt  $z_0$  gesucht. Damit lassen sich dann die experimentelle Daten überprüfen und die sphärische Aberration der verwendeten Ionenlinse bestimmen.

Für die Betrachtung der sphärischen Aberration wird im Abstand a vor der Linse eine punktförmige Quelle betrachtet. Diese sei um  $r_1$  von der optischen Achse verschoben. Außerdem habe der Strahl einen Winkel  $\alpha$  zur optischen Achse, siehe Abbildung 2.4. Bei einer perfekten Linse mit Fokuslänge f ist der Abstand des Strahls von der optischen Achse  $r_2$  an einem beliebigen Punkt b gegeben durch [Dem09]:

$$r_2 = (1 - \frac{b}{f}) r_1 + (a + b + \frac{a b}{f}) \alpha.$$
(2.1)

Ein Strahl, der mit dem Winkel  $\alpha$  zur optischen Achse auf die Linse trifft, durchquert die optische Achse dann im Abstand  $f_{\alpha}$ :

$$f_{\alpha} = \frac{f(r_1 + a \alpha)}{(f + a) \alpha - r_1}.$$
 (2.2)

Bei Linsen mit sphärischer Aberration gilt dieser Wert nur noch für achsnahe Strahlen. Der Abstand des Strahls von der optischen Achse für kleine Winkel entspricht  $x = r_1 + a \tan(\alpha) \approx r_1 + a \alpha$ . Der Fokus rückt von der Position für achsnahe Strahlen



Abbildung 2.4: Im oberen Bild ist der Strahlverlauf einer perfekten Linse skizziert. Die Bildweite *b* ist hier so gewählt, dass alle Strahlen, die vom selben Objektpunkt ausgehen, sich in der Bildebene wieder treffen. Im unteren Bild ist die Verkürzung der Fokuslänge für achsferne Strahlen bei einer Linse mit sphärischer Aberration dargestellt.

 $f_{\alpha}$  um eine Strecke  $\Delta f$  zur Linse. Die funktionale Abhängigkeit dieser Strecke lässt sich als Potenzreihe darstellen. Da die Linse als rotationssymmetrisch angenommen wird, muss sich, wenn man den Abstand von der optischen Achse von x auf -x ändert, der Fokus trotzdem um den gleichen Weg zur Linse hin verschieben. Daher verschwinden ungerade Potenzen [Ege05]:

$$\Delta f = c_2 x^2 + \mathcal{O}(x^4). \tag{2.3}$$

Die Größe der Entwicklungskoeffizienten ist dabei ein Maß für die sphärische Aberration der Linse. Mit Hilfe des Strahlensatzes lässt sich nun  $r_3$  in Abhängigkeit von x bestimmen:

$$r_3 = \frac{x \ \Delta f}{f_\alpha - \Delta f}.\tag{2.4}$$

Der gesuchte Abstand von der optischen Achse  $r_4$  an einer beliebigen z-Koordinate  $z_0$  lässt sich nun wiederum mithilfe des Strahlensatzes berechnen und weiter vereinfachen:

$$r_4 = \frac{z_0 - (f_\alpha - \Delta f)}{\Delta f} r_3 = \frac{z_0 + c_2 (r_1 + a \alpha)^2 - \frac{f (r_1 + a \alpha)}{(a+f) \alpha - r_1} + \mathcal{O}(x^4)}{\frac{f}{(a+f) \alpha - r_1} - c^2 (r_1 + a \alpha) + \mathcal{O}(x^3)}.$$
 (2.5)

Am Nenner von Gleichung 2.4 lässt sich bereits erkennen, dass Gleichung 2.5 spätestens dann ihre Gültigkeit verliert, wenn die Verschiebung des Fokus  $\Delta f$  die Größe des eigentlichen Fokus  $f_{\alpha}$  erreicht, also auf die Hauptachse der Linse rutscht. Sie liefert also nur für  $\Delta f < f_{\alpha}$  sinnvolle Werte für  $r_4$ . Daher erscheint auch eine Taylorentwicklung nach  $\alpha$  um 0 sinnvoll. Hier geht nun zusätzlich die Annahme ein, dass die Quelle auf der optischen Achse liegt ( $r_1 = 0$ ). Man erhält:

$$r_4(\alpha) = \left(z_0 + a \left(\frac{z_0}{f} - 1\right)\right) \ \alpha + \frac{a \ c_2 \ (a+f)^2 \ z_0}{f^2} \ \alpha^3 + \mathcal{O}(\alpha^4).$$
(2.6)

Eine entsprechende Formel findet sich auch in [Ros09]. Aus der Messung der Strahlverläufe mithilfe der Schneidkantenmethode sollten sich also die Fokuslänge der Linse und deren sphärische Aberration ergeben. Weitere Betrachtungen ergeben die z-Position, bei der die Verteilungen aller Strahlen am kleinsten ist. Diese liegt  $\Delta f(x)/4$  hinter dem Fokus des Strahls, der den Abstand von der optischen Achse x hat [Ege05]. Die Verteilung der Strahlen hat dort eine Größe von

$$r_{3,min} \approx \frac{c_2 \ x^3}{4 \ f_\alpha}.\tag{2.7}$$

# 2.5 Implantation der Ionen und Ausheizen des Diamanten zur Erzeugung von NV-Zentren

Nachdem die Ebene des kleinsten Strahldurchmessers bekannt ist, wird der Diamant zur Implantation in den Strahl gefahren. Dann wird in einem festgelegten Abstand zu den Schneidkanten das gewünschte Muster implantiert, indem der Diamant mithilfe des Piezotisches gegen den Strahl verschoben wird. Zur Erzeugung der NV-Zentren muss der Diamant anschließend auf über 800 °C aufgeheizt werden. Dafür ist ein kommerzieller heizbarer Probenhalter vorgesehen, der den Diamanten erhitzt und gleichzeitig die Temperatur misst. Dazu wird dieser samt Diamanthalter mithilfe eines Wobblesticks vom Piezotisch entfernt und an anderer Stelle im gleichen Vakuumaufbau erhitzt. Durch diese Entkopplung vom Piezoverschiebetisch besteht nicht die Gefahr, dass dieser durch die hohe Temperatur Schaden nimmt. Allerdings wird es nicht möglich sein, bei erneutem Einsetzen des Probenhalters in den Verschiebetisch die Abstände zu den Schneidkanten mit ausreichender Genauigkeit auf den alten Wert zu bringen. Daher müssen die Schneidkanten entweder auf dem Probenhalter des Diamanten sitzen oder man verwendet direkt den Diamanten als Schneidkante. Im ersteren Fall kann sich der Abstand von Schneidkanten zu Implantationen durch die Wärmeausdehnung verändern. Außerdem müssen die Schneidkanten mit einer Methode befestigt werden, die den hohen Temperaturen standhält. Alle Probleme der Temperaturausdehnung zwischen einzelnen Bauelementen sollten entfallen, wenn der Diamant selbst zum Abschneiden des Strahls verwendet wird. Dafür müssen die Kanten des Diamanten möglichst nah an der späteren Stelle der Implantation möglichst dünn geschliffen werden. Diese Kanten sollten mit dem Mikroskop erkennbar sein. Man kann sie also sowohl im Koordinatensystem des Strahls als auch im Koordinatensystem des Mikroskops als Referenz benutzen um somit die Implantationen zu finden. Durch die bei den verwendeten Energien niedrige Erzeugungseffizienz der Farbzentren werden nur wenige Prozent der Implantationen erfolgreich sein. Deshalb muss mithilfe des Mikroskops ermittelt werden, welche Implantationen ein Farbzentrum erzeugt haben.

## 2.6 Überprüfen des Implantationserfolgs mittels Mikroskopie

Im Folgenden wird erläutert, wie sich das Auflösungsvermögen eines Fluoreszenzmikroskopes theoretisch und experimentell bestimmen lässt.

### Bestimmung des Auflösungsvermögens

Als Auflösungsvermögen eines Mikroskops bezeichnet man den kleinsten Abstand, den zwei Objekte voneinander haben können, um noch getrennt voneinander aufgelöst werden zu können. Was getrennt voneinander bedeutet, lässt sich allerdings verschieden definieren. In dieser Arbeit wird zur Berechnung der Auflösungsgrenze das Rayleighkriterium verwendet. Dieses benutzt die Punktspreizfunktion<sup>6</sup>, welche die Abbildung eines punktförmigen Objekts durch ein optisches System beschreibt. Durch Beugungseffekte wird dabei nicht wieder ein punktförmiges Bild erzeugt, sondern eine Folge von konzentrischen Airyringen. Das Rayleighkriterium besagt nun, dass zwei punktförmige Lichtquellen genau dann noch unterscheidbar sind, wenn das erste Minimum des einen Interferenzbildes mit dem Hauptmaximum des Zweiten zusammenfällt.

Um für ein gegebenes optisches System das Auflösungsvermögen zu bestimmen, müsste man also eine einzelne leuchtende Punktquelle abbilden<sup>7</sup> und mit einer PSF fitten. Da die mathematische Beschreibung einer PSF allerdings recht schwierig und nur mithilfe von Näherungen überhaupt analytisch möglich ist, genügt es die Daten mit einer Gauß-Verteilung zu fitten wie in [Wei11] im Anhang detailliert erläutert wird. Um das

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>engl. *Point-Spread-Function*, kurz: PSF.

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>z.B. ein NV-Zentrum.

Auflösungsvermögen des vor dieser Diplomarbeit bereits bestehenden, in [Wei11] beschriebenen, konfokalen Mikrokops mit denen des *Ground State Depletion*-Mikroskops<sup>8</sup> vergleichen zu können, wird hier dieselbe Methode der Auflösungsbestimmung verwendet.



Abbildung 2.5: Anwendung des Rayleighkriteriums auf Gauß-Fitfunktionen. Die roten Graphen sind zwei PSF im Abstand des Raylieghkriteriums. Die grüne Linie repräsentiert die Abnahme der maximalen Intensität um 26,5%. Die blauen Graphen sind Gaußfunktionen, auf die das Kriterium ausgeweitet wird.

Die PSF in der Fokusebene lässt sich laut [Wei11] näherungsweise durch

$$PSF(r) = \left(\frac{2 J_1(r)}{r}\right)^2 \tag{2.8}$$

beschreiben, wobei <br/>r der Abstand von der optischen Achse und  $J_1$  die Besselfunktion <br/>erster Art und Ordnung ist.

Man betrachtet die Summe zweier PSF, die soweit gegeneinander verschoben sind, dass sie genau das Rayleighkriterium erfüllen. Das heißt, das Hauptmaximum der einen PSF liegt im ersten Minimum der anderen. Dann lässt sich zeigen, dass die Intensität des Signals in der Mitte zwischen den Maxima um 26,5% abfällt. Dies lässt sich auf zwei Gaußverteilungen übertragen, um auch für diese eine äquivalente Definition zum Rayleighkriterium zu erhalten (siehe Abbildung 2.5). Man errechnet für zwei Gaußverteilungen mit gleicher Standardabweichung  $\sigma$  die Verschiebung, damit die Intensität um 26,5% abnimmt. Dies ergibt eine Verschiebung von 2,8  $\sigma$ . Um das Auflösungsvermögen des Mikroskops zu bestimmen, wird also ein einzelnes Fluoreszenzzentrum abgebildet, mit einer Gaußverteilung gefittet und die daraus erhaltene Standardabweichung mit dem Faktor 2,8 multipliziert.

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup>kurz: GSD-Mikroskop.

### Abbesches Auflösungsvermögen eines Mikroskops

Um die prinzipielle Auflösungsgrenze eines Fernfeldmikroskops zu bestimmen, betrachtet man die Abbildung eines Gitters durch das Mikroskop. Dieses hat den Gitterabstand s und wird durch eine externe Lichtquelle mit kohärentem Licht ebener Wellen beleuchtet. Das Objektiv sammelt nun verschiedene Beugungsordnungen des entstehenden Beugungslichtes ein. Das Zwischenbild, das mit dem Okular des Mikroskops betrachtet wird, entsteht nun durch Überlagerung mindestens der nullten und ersten Beugungsordnung. Die ersten beiden Beugungsordnungen eines Gitters erscheinen unter dem Winkel  $\varphi$ , für den

$$\sin\varphi = \frac{\lambda}{n \ s} \tag{2.9}$$

gilt. Dabei ist  $\lambda$  die Wellenlänge des verwendeten Lichts im Vakuum und n der Brechungsindex des Mediums zwischen Objektiv und Objekt. Stellt man Gleichung 2.9 nach dem Gitterabstand s um, so erhält man Abbes Formel für die Beugungsgrenze der Auflösung:

$$s = \frac{\lambda}{n\,\sin\varphi}.\tag{2.10}$$

Dabei ist  $\varphi$  dann der Winkel, unter dem das Objektiv vom Objekt aus zu sehen ist, um die nötigen Ordnungen einzufangen. Da n und  $\sin\varphi$  nur vom verwendeten Objektiv abhängen, lassen sich Objektive dadurch klassifizieren. Man nennt den Wert  $n \sin\varphi$ dann die Numerische Apertur<sup>9</sup> eines Objektivs. Die hier vorgestellte Herleitung der Abbeschen Beugungsgrenze folgt im Wesentlichen L. Bergmann und C. Schäfer und lässt sich auf andere Fernfeldmikroskopieverfahren erweitern [BS04]. So gilt sie beispielsweise auch für Elektronenmikroskope, wenn man die De-Broglie-Wellenlänge der verwendeten Elektronen einsetzt.

### STED-Mikroskopie

Die Stimulated Emission Depletion-Mikroskopie<sup>10</sup> ist ein konfokales Mikroskopieverfahren, bei dem im Gegensatz zur Elektronenmikroskopie nicht die Wellenlänge verringert wird, um die Auflösung zu verbessern, sondern die Abbesche Auflösungsgrenze mit einem Trick umgangen wird. Bei der Herleitung von Gleichung 2.10 wurde das lineare Antwortverhalten des Objekts auf das eingestrahlte Licht genutzt. Bei der Fluoreszenzmikroskopie ist diese Annahme nicht mehr gerechtfertigt. Nachdem das Fluoreszenzzentrum durch Abstrahlen eines Photons in den Grundzustand übergegangen ist, muss es erst erneut angeregt werden, um dann nach einer gewissen Lebensdauer wiererum zu zerfallen. Durch Erhöhen der Anregungsleistung erreichen zwar mehr Anregungsphotonen das Fluoreszenzzentrum, aber wenn dieses sich bereits im angeregten Zustand befindet, wechselwirken die Anregungsphotonen nicht mehr mit dem Zentrum. Trägt

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup>kurz: N.A.

 $<sup>^{10}{\</sup>rm kurz:}$  STED-Mikroskopie.

man also die Intensität des Fluoreszenzlichtes gegen die Leistung des Anregungslasers auf, so sieht man ein nichtlineares Sättigungsverhalten. Die Intensität des Fluoreszenzlichts nähert sich einem Sättigunswert. Die Leistung  $P_S$  des Anregungslasers, bei der die Fluoreszenzintensität die Hälfte des Endwertes  $I_S$  erreicht hat, wird Sättigungsleistung genannt. Die gemessene Intensität I hängt dann folgendermaßen von der Anregungsleistung P ab:

$$I = I_S \frac{P/P_S}{1 + P/P_S}.$$
 (2.11)

Nimmt man zusätzlich zum Anregungslaser noch einen Laser in der Wellenlänge des Fluoreszenzspektrums<sup>11</sup> und überlagert beide Laser, so werden angeregte Farbzentren, die mit diesen Photonen wechselwirken, stimuliert abgeregt. Dadurch haben die Fluoreszenzphotonen exakt die gleiche Wellenlänge wie die Photonen des STED-Lasers. Benutzt man für den STED-Laser keine Gaußmode, sondern prägt diesem eine Laguerre-Gauß-Mode auf, so hat das Strahlprofil im Idealfall eine Nullstelle der Intensität in der Mitte des Strahls. Fluoreszenzzentren in den Bereichen hoher Intensität des STED-Strahls fluoreszieren damit nur noch mit der Wellenlänge des STED-Lasers. Die Intensität  $I_{stim}$ , ab der dies der Fall ist, ist relativ scharf begrenzt. Wird die STED-Laserwellenlänge nun vor der Detektion des Signals herausgefiltert, leuchten nur noch Zentren, die sich im dunklen Zentrum des STED-Strahls befinden. Die Größe dieses Zentrums ist aber immer noch beugungsbegrenzt. Durch Erhöhen der Intensität des STED-Strahls schrumpft allerdings der Bereich, in dem die Intensität kleiner ist als  $I_{stim}$ , siehe Abbildung 2.6. Dieser Bereich ist nun nicht mehr beugungsbegrenzt und es gibt nur noch Signale von Fluoreszenzzentren in diesem Bereich. Die quantitative Leistungsabhängigkeit der Auflösung eines STED-Mikroskops ist der des GSD-Mikroskops sehr ähnlich und wird in Kapitel 2.6 näher beschrieben.

### **GSD-Mikroskopie**

Das Ground State Depletion-Mikroskop funktioniert sehr ähnlich wie das

STED-Mikroskop. Allerdings gibt es keinen zusätzlichen Laser, der für stimulierte Emission sorgt. Beim GSD-Mikroskop wird die Laguerre-Gauß-Mode direkt dem Anregungslaser aufgeprägt. Damit sind in Abbildung 2.6 alle roten Bereiche fluoreszierend und die grünen bleiben dunkel. Man erhält also kein Signal, wenn sich das Fluoreszenzzentrum genau in der Mitte des Anregungslasers befindet. Das daraus resultierende Bild ist eine Faltung aus der eigentlichen Verteilung der Fluoreszenzzentren und des Strahlprofils. Um aus dem aufgenommenen Bild die Zentrenverteilung zu erhalten, muss es muss daher noch entfaltet werden.

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup>hier STED-Laser genannt.



Abbildung 2.6: Bereiche des STED-Lasers, in denen Fluoreszenz in Form von spontaner Emission der Fluoreszenzphotonen möglich ist, sind grün gefüllt. Die Bereiche, in denen praktisch nur stimulierte Emission stattfindet, sind rot gefüllt. Ist  $I_{Stim}$  größer als die eingestrahlte Intensität, so ist in allen Bereichen Fluoreszenz durch spontane Emission möglich. Der hellgrüne Bereich verdeutlicht die Auflösung des STED-Mikroskops. In a) ist der Sachverhalt für eine niedrige Intensität des STED-Lasers gezeigt, in b) ist die Intensität viermal höher als in a).

#### Auflösungsvermögen des GSD-Mikroskops

Die Herleitung der Abhängigkeit zwischen Auflösungsvermögen und Intensität des GSD-Mikroskops folgt S. Hell [Hel03]. Dabei wird das Farbzentrum als Zweiniveausystem behandelt. Es kann aus dem Grundzustand A mittels Laserlicht mit der Rate  $k_{AB}$  in den angeregten Zustand B übergehen, aus dem es mittels Abstrahlung von Fluoreszenzlicht mit der Rate  $k_{BA}$  wieder in den Grundzustand zerfällt. Der Anregungslaser soll bei dieser Betrachtung aus Gründen der einfacheren Rechnung den Intensitätsverlauf  $I(r) = I_{max} f(r)$  mit einem Funktionsverlauf  $f(r) = \sin^2(2\pi n r/\lambda)$  haben. Dabei ist n die Brechzahl des Mediums und  $\lambda$  die verwendete Wellenlänge. Zum Zeitpunkt t = 0ist das Farbzentrum im Zustand A, wobei  $N_A$  die Besetzungszahl in diesem Zustand beschreibt,  $N_A(0) = 1, N_B(0) = 0$ . Zu diesem Anfangswertproblem lassen sich zwei gekoppelte Differentialgleichungen aufstellen und lösen:

$$\frac{dN_A}{dt} = -k_{AB}N_A + k_{BA}N_B = -\frac{dN_B}{dt}$$
(2.12)

$$N_A = \frac{e^{-(k_{AB} + k_{BA})t} k_{AB} + k_{BA}}{k_{AB} + k_{BA}}.$$
(2.13)

Der Übergang aus dem Grundzustand in den Angeregten erfolgt mittels Laser. Daher lässt sich die Übergangsrate mithilfe des Absorptionsquerschnitts  $\sigma$  und der Laserintensität I ausdrücken:  $k_{AB} = \sigma$  I. Die Sättigungsintensität  $I_{sat}$  sei hier als  $I_{sat} = k_{BA}/\sigma$  definiert. Die Besetzungszahl des Grundzustandes im Gleichgewicht  $N^\infty_A$  lässt sich dann ausrechnen:

$$N_A^{\infty} = \lim_{t \to \infty} N_A(t) = \frac{k_{BA}}{k_{AB} + k_{BA}} = \frac{I_{sat}}{I + I_{sat}}.$$
 (2.14)

Für Intensitäten des Anregungslasers, die wesentlich höher sind als die Sättigungsintensität, wird der Grundzustand daher entvölkert. Der Bereich um die Nullstellen der Intensität, in denen der Grundzustand nicht komplett entvölkert ist, hat damit eine Breite von

$$\Delta r = \frac{\lambda}{\pi n} \arcsin\left(\sqrt{\frac{k_{BA}}{\sigma I_{max}}}\right) \approx \frac{\lambda}{\pi n \sqrt{I_{max}/I_{sat}}} \propto \sqrt{I_{sat}/I_{max}}.$$
 (2.15)

Diese Abhängigkeit von der eingestrahlten Intensität hat die Auflösung auch für den im Experiment verwendeten Intensitätsverlauf. Daraus ist die Auflösungsverbesserung des GSD-Mikroskops deutlich erkennbar. Wird die Leistung immer weiter erhöht, strebt die Breite des dunklen Punktes im GSD-Bild gegen Null. Dafür muss die Nullstelle im Intensitätsverlauf allerdings perfekt sein. Da dies im Experiment niemals gegeben ist, wird die Auflösung dadurch begrenzt. Diesem Sachverhalt lässt sich in der Formel mithilfe eines Parameters  $\epsilon$  Rechnung tragen, der die Laserintensität im Minimum beschreibt. Nach D. Wildanger ist die Abhängigkeit von der Laserleistung dann durch die folgende Relation gegeben [Wil11]

$$\Delta r \approx \frac{\lambda}{2 \ \beta \pi n} \sqrt{I_{sat}/I_{max} + \epsilon},\tag{2.16}$$

wobei  $\beta$  die Steigung der Intensität in der Nähe des Minimums parametrisiert.

# 2.7 Nachimplantation zur Vervollständigung des Implantationsmusters

Nachdem mithilfe des Mikroskops bestimmt worden ist, welche Implantationen erfolgreich waren, muss bei den Restlichen nachimplantiert werden. Dazu müssen, durch das neue Einsetzen der Probe und aufgrund eventueller Drifts in der Falle, alle Schritte ab dem Ausrichten des Strahls auf die Linse wiederholt werden. Bei erneuter Implantation von Stickstoff kann es sein, dass durch die zusätzliche Erzeugung von Fehlstellen sowohl ein bereits vorher implantiertes Stickstoffion als auch das Neue beim Ausheizen zu einem NV-Zentrum werden. Um dies zu umgehen kann man beispielsweise zusätzlichen Kohlenstoff an Stelle des Stickstoffs implantieren. Oder man implantiert Kalzium mit höherer Energie und damit tiefer in den Diamantkristall. Dabei werden nur Löcher erzeugt, die sich bei erneutem Ausheizen am bereits implantierten Stickstoff anlagern können [PNJ<sup>+</sup>10]. Um den Einfluss der Oberfläche auf die NV-Zentren zu verringern, kann der Diamant nach der erfolgreichen Implantation des gesamten gewünschten Musters noch mit einer weiteren Diamantschicht überwachsen werden.

Im nächsten Kapitel wird der experimentelle Aufbau erläutert, mit dem das hier vorgestellte Implantationsschema umgesetzt werden soll. Dabei ist ein großer Teil des Experiments bereits aufgebaut und in Betrieb. Einige Erweiterungen, wie der Ausheizofen für den Diamant und Vorrichtungen zur Ionisierung von Stickstoff müssen noch ergänzt werden.  $2\,$ Schema zur deterministischen, hochauflösenden Implantation von NV-Zentren
## **B** Experimenteller Aufbau

Das Experiment zur deterministischen Ionenimplantation besteht aus zwei Vakuumkammern, die über ein Schieberventil miteinander verbunden sind. In der ersten Kammer<sup>12</sup> befinden sich die Ionenfalle und die Ablenkelektroden zur Strahlablenkung. In der zweiten Kammer<sup>13</sup> befinden sich die Einzellinse, der Piezoverschiebetisch mit Diamant, Schneidkanten und verschiedenen Aperturen, der Ionendetektor und das Mikroskopobjektiv. Der Abstand von der Mitte der Ionenfalle zur ersten Ablenkelektrode beträgt 3,8 cm, zur Zweiten 5,9 cm, zur Hauptebene der Linse 33,2 cm und zum Ionendetektor 42,8 cm.

## 3.1 Implantationsaufbau

## Segmentierte Paulfalle und Ionenkontrolle

Die Ionenfalle besteht aus vier goldbeschichteten Keramiksubstraten, die kreuzförmig zueinander angeordnet sind. Diese wurden mittels Laserablation so geschnitten, dass auf der der Innenseite elf Elektrodensegmente hervorragen, an die DC-Spannungen angelegt werden können, siehe Abbildung 3.2. Um ein eventuelles hochfrequentes Rauschen zu unterdrücken und um das Übersprechen der Radiofrequenz auf die DC-Segmente zu verringern, befinden sich Filter hinter den DC-Elektroden. Diese bestehen aus einem gegen Masse angelegten Kondensator mit einer Kapazität von 10 pF. Der radiale Einschluss

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup>Im weiteren Fallenkammer genannt.

 $<sup>^{13}\</sup>mathrm{Im}$  weiteren Detektorkammer genannt.



Abbildung 3.1: Skizze des Implantationsexperiments mit GSD-Mikroskop.

wird durch zwei gegenüberliegende Elektroden gewährleistet, bei denen alle Segmente leitend miteinander verbunden sind und an die eine Radiofrequenzspannung von rund  $2\pi \cdot 22,7$  MHz und einer Amplitude von 400 V<sub>pp</sub> angelegt wird. Die RF-Spannung wird zur Impedanzanpassung und weiteren Verstärkung über einen Wendelresonator an die Falle geführt. Um die Radiofrequenz bei der Extraktion schnell abschalten zu können, wird der Signallaufweg mit einem RF-Schalter<sup>14</sup> zwischen zwei Kabeln umgeschaltet, in denen die unterschiedlichen Signallaufzeiten einen Phasenversatz von 180° verursachen. Die Radiofrequenz bricht dann für einige hundert Nanosekunden durch destruktive Interferenz im Wendelresonator zusammen. Bei den beiden anderen Substraten lassen sich alle Segmente einzeln ansteuern, somit kann ein beliebiges Potential für den axialen Einschluss angelegt werden und die Ionen können zur Kompensation von Mikrobewegung in den Radiofrequenzknoten verschoben werden. Zur genaueren Beschreibung der Fallengeometrie siehe [Keh11].

Die Ansteuerung der DC-Segmente erfolgt über eine eigens entwickelte DAC<sup>15</sup>-Karte, welche über einen FPGA<sup>16</sup> digital angesteuert werden kann. Die durch die DAC-Karte erzeugten Spannungen liegen zwischen -10 V und 10 V, werden allerdings noch einmal vervierfacht, bevor sie an die Falle angelegt werden. Es lassen sich auch frei program-

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup>ZYSWA-2-50-DR, Mini-Circuits, USA.

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup>Digital-to-Analog-Converter.

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup>Virtex5 XC5VFX30T, XILINX All Programmable, San Jose, CA, USA.



Abbildung 3.2: Bild der Falle vor dem Einbau in die Vakuumkammer und Vergrößerung der Segmente.

mierbare Spannungsrampen erzeugen, wobei die Spannungsstufen etwa 300  $\mu V$  und die Zeitschritte 400 ns betragen. Für die Extraktion der Ionen aus der Falle wird an die Endkappe in Ausschussrichtung mit einem Hochspannungsschalter<sup>17</sup> eine negative Hochspannung angelegt, die von einer iseg-Hochspannungsversorgung<sup>18</sup> stammt. In die Endkappe wurde mittels Elektroerosion ein Loch mit einem Durchmesser von 200  $\mu$ m gebohrt. Das Signal zur Extraktion kommt als TTL<sup>19</sup> vom Steuerungs-PC des Experiments. Das TTL-Signal löst dann einen Phasentrigger<sup>20</sup> aus. Dieser gibt bei einer fest eingestellten Netz- und Radiofrequenzphase ebenfalls ein TTL Signal aus. Durch dieses Triggern auf periodisch veränderliche Bedingungen lässt sich deren Einfluss auf den Extraktionsprozess wesentlich verringern, siehe dazu auch Kapitel 5.2. Ein Delaygenerator<sup>21</sup> steuert dann die unterschiedlichen Signallaufzeiten zu den weiteren Geräten, wie Hochspannungsschalter, RF-Schalter und Oszilloskop. Etwa 2 cm nach Verlassen der Endkappen erreichen die Ionen die Ablenkelektroden. Diese bestehen aus zwei Paaren von Plattenkondensatoren, die rechtwinklig zueinander stehen. Damit lässt sich der Elektronenstrahl ablenken und somit auf das Zentrum der Linse richten. Die vier Platten der Ablenkelektroden lassen sich separat mit jeweils einer Spannung von -40 V bis

 $<sup>^{17}\</sup>mathrm{HOT}$  41-06-GSM, Behlke Power Electronics GmbH, Deutschland.

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup>EBS 8 030, iseg Spezialelektronik GmbH, Deutschland.

<sup>&</sup>lt;sup>19</sup>Transistor-Transistor-Logik.

<sup>&</sup>lt;sup>20</sup>Entworfen und gebaut von Heinz Lenk, Universität Mainz.

<sup>&</sup>lt;sup>21</sup>Model DG535, Stanford Research Systems Inc., USA.

40 V ansteuern. Dabei werden von einer am PC angeschlossenen DAC-Karte Spannungen zwischen -10 V und 10 V erzeugt, die anschließend mit einem Verstärker noch einmal vervierfacht werden.

Die Ionisation der Kalziumatome erfolgt über eine zweistufige resonante Photoionisation. Dabei regt ein Laser der Wellenlänge 423 nm<sup>22</sup> isotopenselektiv die aus dem Kalziumofen kommenden Atome an. Ein zweiter Laser der Wellenlänge 375 nm<sup>23</sup> ionisiert dann die angeregten <sup>40</sup>Ca-Atome im Fallenvolumen. Als Dopplerkühllaser wird ein Diodenlaser der Wellenlänge 397 nm<sup>24</sup> verwendet. Außerdem benötigt man je einen Laser bei 866 nm<sup>25</sup> und 854 nm<sup>26</sup> zum Rückpumpen aus metastabilen Zuständen. Zur genaueren Betrachtung des Laserkühlens siehe [Zie08]. Die Ionen lassen sich beobachten, indem das Fluoreszenzlicht über ein Objektiv mit einer EMCCD-Kamera<sup>27</sup> aufgenommen wird. Für die Ionisation von Stickstoff steht ein gepulster Nd:YAG-Laser<sup>28</sup> zur Verfügung. Sollte die Ionisation mit diesem nicht in ausreichendem Maße möglich sein, ist die Erweiterung des Aufbaus durch eine Ionenkanone geplant.

#### Detektorkammer

In der Detektorkammer trifft der Ionenstrahl auf eine elektrostatische Ionenlinse. Diese besteht aus drei Elektroden, wobei die Erste und die Dritte auf Masse liegen, während die Zweite auf einer positiven Hochspannung liegt. Die einzelnen Elektroden haben Aperturen für die Ionen und sind durch Keramiken gegeneinander isoliert. Die erste und zweite Apertur haben einen Durchmesser von 8 mm und die Dritte, die etwa 5 mm hinter der Zweiten liegt, hat einen Durchmesser von 4 mm. Die Hochspannung für die zweite Elektrode stammt, ebenso wie die Extraktionsspannung, von einer iseg-Hochspannungsversorgung.

Hinter der Linse befindet sich ein 3D-Piezoverschiebetisch<sup>29</sup>, an dem sowohl der Diamant<sup>30</sup>, als auch eine Schneidkante<sup>31</sup> zur Fokusvermessung, sowie Aperturen zur Strahlausrichtung befestigt sind. Der Verschiebetisch hat in x-Richtung<sup>32</sup> einen Verfahrweg von etwa 7,5 cm und dient sowohl der Positionierung des Diamanten im Ionenstrahl,

 $<sup>^{22}\</sup>mathrm{DL100}$  pro design, TOPTICA Photonics AG, Deutschland.

<sup>&</sup>lt;sup>23</sup>LD-0375-0020-2, TOPTICA Photonics AG, Deutschland.

<sup>&</sup>lt;sup>24</sup>DL100, TOPTICA Photonics AG, Deutschland.

 $<sup>^{25}\</sup>mathrm{DL100},$  TOPTICA Photonics AG, Deutschland.

 $<sup>^{26}\</sup>mathrm{M9}$  852 0150, Thorlabs GmbH, Deutschland.

 $<sup>^{27}\</sup>mathrm{IXON}$ X3 860, Andor Technology plc., Großbritannien.

 $<sup>^{28}\</sup>mathrm{Minilite}$  I, Continuum, USA.

<sup>&</sup>lt;sup>29</sup>x-Achse: SLC24120-S-UHV, y-,z-Achse: SLC1730-S-UHV, SmarAct GmbH, Deutschland.

<sup>&</sup>lt;sup>30</sup>Element Six Ltd. Advanced Materials, Irland.

 $<sup>^{31} \</sup>rm Wilkinson$  Sword Classic, Wilkinson Sword Ltd, Großbritannien.

<sup>&</sup>lt;sup>32</sup>Die x-Richtung ist die horizontale Achse, die senkrecht zum Ionenstrahl liegt, siehe Abbildung 3.1.



Abbildung 3.3: Verwendete elektrostatische Einzellinse, hier noch mit Kaptonfolien zur Isolation der einzelnen Elektroden. Diese sind später durch Keramiken ersetzt worden.

als auch dem Verfahren des Diamanten vor dem Mikroskopobjektiv<sup>33</sup>. In y-<sup>34</sup> und z-Richtung<sup>35</sup> hat der Verschiebetisch Verfahrwege von etwa 2 cm.

Um den Strahl auszurichten und zu vermessen wird ein Elektronenvervielfacher<sup>36</sup> zur Detektion der Ionen verwendet. Mithilfe des Verschiebetischs kann der Diamant aus dem Strahl gefahren und somit direkt auf den Detektor geschossen werden. Der Detektor erzeugt einen kleinen Spannungspuls der von einem 4 GSa Oszilloskop<sup>37</sup> ausgelesen wird. Zusammen mit dem Triggersignal des Delaygenerators lässt sich somit auch die Flugzeit und damit die Geschwindigkeit und die Energie der Ionen ermitteln. Durch die Unterschiede in der Geschwindigkeit verschiedener Ionenspezies kann mithilfe der Flugzeit sogar die Masse der Ionen bestimmt werden. Zum Ausheizen des Diamanten ist eine Erweiterung des Aufbaus um einen Heizer mittels Elektronenbombardement<sup>38</sup> geplant. In diesem sind die Ausheizsteuerung und ein Temperaturfühler zur Kontrolle bereits integriert.

<sup>&</sup>lt;sup>33</sup>MPLAPON50x, Olympus, Japan.

<sup>&</sup>lt;sup>34</sup>Die y-Richtung ist die zweite zum Ionenstrahl senkrechte Achse, siehe Abbildung 3.1.

 $<sup>^{35}\</sup>mathrm{Die}$ z-Richtung ist die Achse parallel zum Ionenstrahl, siehe Abbildung 3.1.

<sup>&</sup>lt;sup>36</sup>14150, ETP Electron Multipliers, USA.

<sup>&</sup>lt;sup>37</sup>54832D, Agilent Technologies Inc., Deutschland.

<sup>&</sup>lt;sup>38</sup>ZEBH Electron Bombardment Heater, VG Scienta Ltd, Großbritannien.

## 3.2 Mikroskopaufbau

Zur Beobachtung der erzeugten Farbzentren befindet sich das Objektiv des GSD-Mikroskops im Vakuum. Für den Aufbau des GSD-Mikroskops war das von S. Weidlich [Wei11] aufgebaute konfokale Mikroskop die Grundlage. Dieses wurde durch eine Phasenplatte<sup>39</sup> ergänzt, die die erforderliche *Laguerre-Gauß-Mode* im Strahl erzeugt.

Der Anregungslaser des Mikroskops ist ein diodengepumpter Festkörperlaser<sup>40</sup> der Wellenlänge 532 nm. Die Leistungsregulierung wird durch ein  $\lambda/2$ -Plättchen und einen *polarisierenden Strahlteiler*<sup>41</sup> realisiert. Dann wird der Laser in eine polarisationserhaltende Einzelmodenfaser<sup>42</sup> eingekoppelt. Diese sorgt einerseits für eine Gaußmode als Laserstrahl, andererseits dient sie als Punktquelle für das Laserlicht. Der Auskoppler der Faser ist so eingestellt, dass ihn das Licht stark divergent verlässt. Mit einer Linse im Abstand der Fokusweite wird dieser Strahl dann kollimiert, siehe Abbildung 3.1. Der Durchmesser des Strahls entspricht dann in etwa der Apertur des Objektivs und somit wird die volle N.A. des Objektivs erreicht. Nach der Linse steht erneut ein PBS um die Polarisation zu reinigen. Der dann vollständig horizontal polarisierte Strahl trifft auf eine Phasenplatte, die für die Laguerre-Gauß-Mode sorgt.

Die Phasenplatte wird mit einem lithographischen Verfahren hergestellt. Durch die spezielle Oberfläche ist die Laufzeit des Lichts durch die Phasenplatte abhängig vom Polarwinkel im Strahl. Läuft man einmal um den Strahl, so beträgt der Phasenversatz insgesamt 360°. Dadurch hat das Licht, das einen Polarwinkel von 180° zueinander hat, auch einen Phasenversatz von 180°. Licht, das sich im Vergleich zum Zentrum der optisch aktiven Schicht gegenüberliegt, interferiert damit destruktiv. Dasjenige an der Schnittstelle von 0° und 360° interferiert konstruktiv. Der Phasenversatz folgt also folgender Formel

$$f(\theta) = exp(i \ \theta). \tag{3.1}$$

Damit erhält man die gewünschte Laguerre-Gauß-Mode.

Anschließend wird der Strahl durch einen dichroischen Spiegel<sup>43</sup> abgelenkt, der für 532 nm zu mehr als 95% reflektierend ist. Durch eine  $\lambda/4$ -Platte wird der Strahl zirkular polarisiert und anschließend mithilfe eines Aufzugs in das Objektiv eingekoppelt. Das Abrastern der Probe erfolgt durch Verschieben selbiger mithilfe des Piezotisches.

Das Fluoreszenzlicht und auch das reflektierte Anregungslicht werden vom gleichen Mikroskopobjektiv wieder eingefangen und verlassen es wieder kollimiert, wenn die Quelle des Fluoreszenzlichtes im Fokus liegt, bzw. wenn die Oberfläche des Diamanten, an der

 $<sup>^{39}\</sup>mathrm{VPP1a},\,\mathrm{RPC}$  Photonics Inc., USA.

<sup>&</sup>lt;sup>40</sup>LP532-200, Lumina Visual Productions, Australien.

<sup>&</sup>lt;sup>41</sup>engl. Polarization Beam Splitter, PBS.

<sup>&</sup>lt;sup>42</sup>PMC-460-3.3-NA011-3-APC-150-P, Schäfter Kirchoff, Deutschland.

<sup>&</sup>lt;sup>43</sup>Laser-Strahlenteiler zt 532 RDC, AHF Analysetechnik, Deutschland.

das Anregungslicht reflektiert wird, im Fokus liegt<sup>44</sup>. Das Licht passiert erneut die  $\lambda/4$ -Platte und ist nun wieder linear polarisiert. Das rote Fluoreszenzlicht durchquert nun den dichroischen Spiegel, ebenso wie etwa 5% des reflektierten Anregungslichtes. Durch die niedrige Intensität des Fluoreszenzlichtes ist dies unerlässlich, um den Strahlengang zu justieren. Nach dem dichroischen Spiegel wird das Licht auf eine Lochblende mit einem Durchmesser von 25  $\mu$ m fokussiert. Dadurch geschieht die Schärfenebenenauswahl. Nach der Lochblende wird das Licht auf einen *Einzelphotonencounter*<sup>45</sup> fokussiert. Vorher wird noch der Rest des Anregungslichtes und störendes Streulicht durch einen Filter<sup>46</sup> entfernt.

<sup>&</sup>lt;sup>44</sup>Da die implantierten Farbzentren nur wenige Nanometer unter der Oberfläche liegen, ist das in der Regel beides der Fall.

<sup>&</sup>lt;sup>45</sup>COUNT-50C, Laser Components, Deutschland.

<sup>&</sup>lt;sup>46</sup>RazorEdge Sperifilter LP 633 RU, AHF Analysetechnik, Deutschland.

3 Experimenteller Aufbau

## 4

## Experimentelle Routinen und Fehlerabschätzungen zum Implantationsprozess

## 4.1 Automatisierte Extraktionsroutinen zur Verkürzung der Messzeiten

Um den Durchsatz und somit die Statistik der Messwerte zu erhöhen, ist es unerlässlich, den Vorgang der Ionenextraktion zu automatisieren. Als Steuerungsprogramm wird dafür ein in unserer Gruppe entwickeltes auf C++ basierendes Programm benutzt. Es sind letztlich drei verschiedene Programmteile verfasst worden, von denen der Erste eine Aperturvermessung, der Zweite ein Flugzeitspektrum und der Dritte eine Schneidkantenmessung durchführt. Kernelement jeder dieser Messroutinen ist das automatisierte Laden von Kalziumionen und das anschließende Reduzieren auf ein einzelnes Ion. Dafür werden die Ionisationslaser für eine feste Zeit eingeleuchtet. Anschließend wird das Fallenpotential kurzzeitig so verformt, dass sich nur noch ein einzelnes Ion im Fallenvolumen befinden kann. Dann wird das Ion dopplergekühlt. Durch automatisches Auswerten des Kamerabildes lassen sich die Ionenpositionen und die Anzahl der Ionen feststellen. Dafür wird vorher ein Schwellwert für die Fluoreszenzhelligkeit eines Ions festgelegt. Übersteigt ein Pixel im interessanten Bereich des Bildes diesen Wert, ist dort ein Ion zu sehen. Um das System redundant zu machen, wird nach dem Reduzieren die Anzahl der Ionen festgestellt. Ist kein Ion gefangen, so werden erneut die Ionisationslaser eingestrahlt. Sind zu viele Ionen in der Falle, wird das Fallenpotential erneut verformt. Ist nur ein einzelnes Ion in der Falle, wird das TTL-Signal zur Extraktion an den Phasentrigger gesendet. Trifft ein Ion den Ionendetektor, so erzeugt dieser ein Signal am Speicheroszilloskop. Dieses lässt sich auch über den PC auslesen und somit gegebenenfalls ein Treffer<sup>47</sup> und die Flugzeit des Ions registrieren.

Bei der Aperturvermessung handelt es sich um die Aufnahme der Trefferwahrscheinlichkeit über verschieden Spannungen an den Ablenkelektroden. Dafür wird ein vorgegebener Spannungsbereich abgerastert und bei jedem Spannungswert eine feste Anzahl an Ionen extrahiert. Im entstehenden Trefferbild lassen sich dann, je nach Aufbau, die Umrisse der Linse, des Detektors oder verschiedener, sich im Strahl befindlicher Aperturen erkennen. Mithilfe dieser Aperturen lässt sich der Ionenstrahl grob auf den Linsenmittelpunkt ausrichten.

Beim Flugzeitspektrum extrahiert man für feste Ablenkspannungen eine vorher festgelegte Anzahl von Ionen. Für jedes Ion wird die Flugzeit aus dem Oszilloskop ausgelesen und in einem Histogramm aufgetragen. Außerdem werden automatisch die mittlere Flugzeit und Geschwindigkeit und deren Standardabweichungen berechnet.

Die Schneidkantenmessung ist nötig, um vor dem Implantieren den Fokus und die Lage des Ionenstrahls zu bestimmen, wie in Kapitel 5.7 näher erläutert wird. Dafür wird bei fester Ablenkspannung eine vorgegebene Anzahl von Ionen extrahiert. Dann wird die Position der Schneidkante mithilfe des Verschiebetischs senkrecht zum Strahl verändert und erneut die Trefferwahrscheinlichkeit bestimmt. Macht man dies für verschiedene Positionen, so lässt sich damit der Strahl vermessen. Ein Fit gibt dabei direkt die gemessene Strahllage und die Sigmabreite des als gaußförmig angenommenen Strahls aus.

## 4.2 Abschalten der RF-Spannung während der Extraktion zur Unterdrückung der Phasenabhängigkeit

Durch den Antrieb der Falle mit einer Radiofrequenz ergibt sich, wie man durch das Lösen der Mathieuschen Differentialgleichungen sieht, eine periodische Bewegung der Ionen mit der Frequenz der RF-Spannung, wenn sich diese nicht genau in einer Nullstelle des RF-Potentials befinden [Zie08]. Diese Bewegung nennt man *Mikrobewegung*, da deren Amplitude, im Vergleich zu der mit der Fallenfrequenz ausgeführten Bewegung, kleiner ist. In der Mitte der Falle hat diese Bewegung nur Richtungsanteile senkrecht zur Fallenachse, siehe Abbildung 4.1. In der Nähe der Endkappen bekommt sie allerdings wesentliche Anteile in Richtung der Fallenachse und damit in Richtung der Extraktion. Auf dem Weg zur Endkappe addiert sich somit diese Bewegung zu derjenigen in Extraktionsrichtung. Bei der genutzten Antriebsfrequenz von  $2\pi \cdot 22,7$  MHz dauert eine Periode der Mikrobewegung etwa 44 ns. Ein typischer Extraktionsprozess

 $<sup>^{47}\</sup>mathrm{Ein}$  Treffer ist ein Signal am Ionendetektor im interessanten Zeitbereich.



Abbildung 4.1: Feldlinien des Radiofrequenzfeldes im Fallenbereich. Durch den axialen Anteil in der Nähe der Endkappe entsteht axiale Mikrobewegung.

dauert je nach Extraktionsspannung etwa 200 ns. Das Ion führt also etwa vier bis fünf komplette Perioden der Mikrobewegung aus. Hinzu kommt ein Teil einer weiteren Periode, bis es die Endkappe erreicht. Ist das Ion beim Eintritt in die Endkappe gerade in einem Teil der Mikrobewegung, in der es eine negative Geschwindigkeitskomponente in Extraktionsrichtung besitzt, so ist die Endgeschwindigkeit etwas geringer, als wenn es gerade eine positive Geschwindigkeitskomponente besitzt. Durch den verwendeten Phasentrigger ist es bis auf den *Jitter*<sup>48</sup> des Phasentriggers und des Hochspannungsschalters möglich, bei einer festen Phase zu extrahieren. Im Verlauf des Betriebs der Falle werden verschiedene Extraktionsmodi benutzt. Erstens kann während der Extraktion die Radiofrequenz eingeschaltet bleiben. Durch das Triggern auf die Phase sollte deren Einfluss verschwindend sein. Durch den Jitter der einzelnen Bauteile kann aber trotzdem eine Verschlechterung der Strahlparameter auftreten. Daher wird zweitens die Radiofrequenzspannung bei der Extraktion teilweise abgeschaltet.

## 4.3 Ansätze zur Stickstoffionisation

Zur Ionisation von Stickstoff kann, wie G. Laufer et al. gezeigt haben, ein gepulster, frequenzverdreifachter Nd:YAG-Laser bei 355 nm verwendet werden [LKG91]. Dafür ist eine Laserleistung von etwa  $P_0 = 45$  mJ nötig, die auf einen Bereich von etwa  $r_0 = 17 \ \mu \text{m}$  fokussiert wird. Die Versuche sind bei Atmosphärendruck mit Luft durchgeführt worden und mit einem Ionisationspuls sind etwa  $N_0 = 7 \cdot 10^7$  Ionen erzeugt worden. Für die Stickstoffionisation in der Ionenfalle kann das verwendete Piezoventil kurzzeitig Stickstoffpartialdrücke von etwa  $p_1 = 10^{-4}$  mbar erzeugen. Die Anzahl der zur Verfügung stehenden Stickstoffmoleküle ist also um etwa den Faktor  $10^7$  geringer

<sup>&</sup>lt;sup>48</sup>Unregelmäßigkeiten in der Auslösecharakteristik.

als bei G. Laufer et al. Zusätzlich ist mit dem verwendeten Laser nur eine Leistung von etwa  $P_1 = 4$  mJ erreichbar. Um also eine ausreichende Zahl an Stickstoffionen in der Falle zu erzeugen, muss der Fokus des Lasers verbessert werden. Die Ionisationsrate bei nichtresonanter Multiphotonenionisation hängt von der verwendeten Leistung zur Potenz der Anzahl der beim Übergang beteiligten Photonen ab. Für die Ionisation von Stickstoff werden sechs Photonen benötigt. Sollte es gelingen, den Laser auf  $r_1 = 4 \ \mu m$ zu fokussieren, so erhält man eine Intensität im Fokus von etwa

$$I_1 = \frac{P_1}{r_1^2} \approx 1, 6 \cdot 10^{-8} \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{m}^2}, \tag{4.1}$$

was etwas größer ist als  $I_0 \approx 1,55 \cdot 10^{-8} \text{J/m}^2$ . Betrachtet man noch das kleinere Anregungsvolumen, so erhält man insgesamt einen ungefähren Wert für die Anzahl der pro Puls erzeugten Ionen

$$N_1 = N_0 \; \frac{p_1}{p_0} \frac{r_1^2}{r_0^2} \left(\frac{I_1}{I_0}\right)^6 \approx 0,7. \tag{4.2}$$

Es sollte also möglich sein, mithilfe des gepulsten Lasers Stickstoffionen in ausreichender Anzahl zu erzeugen. Bisher ist dies allerdings nicht gelungen. Wahrscheinlich ist der Fokus des Lasers noch nicht eng genug oder die Anzahl der Atome nicht groß genug, da das Piezoventil bisher noch nicht verwendet werden konnte und nur versucht wurde, aus dem Hintergrundgas zu ionisieren. Sollte es weiterhin nicht möglich sein, mit dem Laser Stickstoff zu ionisieren, kann dies möglicherweise auch mithilfe einer Ionen- oder Elektronenkanone geschehen.

## 4.4 Abschätzungen zur Implantationsgenauigkeit

Für die Implantation wird der Strahl an den Schneidkanten ausgerichtet. In einer möglichen Variante der Umsetzung bestehen die Schneidkanten aus den geschliffenen Rändern des Diamanten selbst. Durch Verschieben der Probe im Strahl wird dann die Ecke des Diamanten gesucht. Dazu wird eine der Kanten in dem Bereich, indem der Detektor nicht mehr getroffen wird, soweit in Richtung der anderen Kante verschoben, bis man wieder ein Signal am Detektor erhält. Die Genauigkeit der Positionierung des Strahls an dieser Kante ist dann nur noch durch die Genauigkeit der Mittelpunktsbestimmung des Strahls aus dem Fit und die Verfahrgenauigkeit des Piezoverschiebetisches begrenzt. Die im Datenblatt des Piezoverschiebetisches angegebene absolute Genauigkeit liegt unter 10 nm für zurückgelegte Wegstrecken von wenigen Mikrometern, siehe Abbildung 4.2. Für größere Strecken wird die Auflösung sehr schnell schlechter. Allerdings ist die Genauigkeit für das Wiederfinden eines bestimmten Punktes bei einem großen Verfahrweg von einem Millimeter mit einer Abweichung von 22 nm relativ gut.

In die Fehlerabschätzung für die Genauigkeit der einzelnen Implantationsstellen gehen vier wesentliche Fehlerquellen ein. Die Implanation geschieht mit einer Genauigkeit,



Abbildung 4.2: Dem Datenblatt des Piezoverschiebetisches entnommene Verfahrpräzessionen.

die der Größe des Strahlfokus entspricht, die hier mit  $\Delta x_{fokus} \approx 20 \ nm$  abgeschätzt wird. Die Positionierung des Strahls an den Schneidkanten durch die Bestimmung des Strahlmittelpunktes ist durch den Fit der Daten mit einer Fehlerfunktion mit einer höheren Genauigkeit als der Strahlbreite möglich. Hier wird ein Wert von  $\Delta x_{MP} \approx 5$  nm angenommen. Der Abstand des Implantationsmusters von den Schneidkanten betrage etwa 5  $\mu$ m. Im Datenblatt ist für eine Sprungweite des Verschiebetisches in dieser Größe kein Wert angegeben, aber für 50  $\mu$ m -Sprünge ist dem Datenblatt eine Ungenauigkeit von unter 10 nm zu entnehmen. Für kleinere Sprünge sollte dieser Wert eher kleiner als größer werden. Hier wird daher ein Wert  $\Delta x_{5 \ \mu m} \approx 10$  nm für die Genauigkeit des Verfahrweges von den Schneidkanten zum Implantationspunkt angenommen. Für das Verfahren eines Implantationsortes zum nächsten, dier hier 50 nm auseinander liegen sollen, betrage die Unsicherheit  $\Delta x_{50 \ nm} \approx 5$  nm. Die Unsicherheit der Implantationspositionen ergibt daher

$$\Delta x = \sqrt{(\Delta x_{5 \ \mu m})^2 + (\Delta x_{50 \ nm})^2 + (\Delta x_{fokus})^2 + (\Delta x_{MP})^2} \approx 23 \ nm, \qquad (4.3)$$

was für die gezielte Implantation größerer Muster mit Abständen mehrerer zehn Nanometer ausreichend ist. 4 Experimentelle Routinen und Fehlerabschätzungen zum Implantationsprozess

# 5

## Einzelschritte im Implantationsverfahren

In diesem Kapitel werden die Charakterisierungsmessungen des Implantationsaufbaus erläutert und ausgewertet. Der Aufbau folgt dabei der chronologischen Entwicklung des Projektes. Zunächst (Kapitel 5.1) muss die Zeit bestimmt werden, für die die Extraktionsspannung eingeschaltet sein muss. Anschließend (Kapitel 5.2) wird die Geschwindigkeitsverteilung sukzessive verbessert, danach die Ausrichtung des Strahls auf den Mittelpunkt der Linse behandelt (Kapitel 5.5) und als letztes die Messung des Fokusradius durch das Schneidkantenverfahren (Kapitel 5.4). Da die Extraktionsrate für Kalziumionen wesentlich höher ist als für andere Ionenspezies und die gegenwärtige Laserleistung zur Ionisation von Stickstoff nicht ausreicht, sind alle Messungen der Fallencharakteristiken mit Kalziumionen durchgeführt worden. Die Extraktionsrate wurde durch Anpassung der Laserleistung und durch verbesserte Extraktionsalgorithmen im Laufe der Diplomarbeit auf bis zu 3 Hz gesteigert. Für andere Ionenmassen sollten sich die grundlegenden Ergebnisse, wie Fokusradius oder Geschwindigkeitsverteilung, nicht wesentlich ändern. Es wird allerdings notwendig sein, die Spannungswerte anzupassen.

## 5.1 Abhängigkeit der Beschleunigungszeit von der Endkappenspannung

Die Beschleunigungsspannung wird über einen Hochspannungsschalter an die Endkappe in Ausschussrichtung angelegt. Durch die positive Ionenladung wird daher das Ion mit einer negativen Beschleunigungsspannung gewissermaßen aus der Falle herausgezogen. Wenn das Ion die Endkappe wieder verlässt und die Spannung immer noch anliegt, wird es wieder abgebremst. Um dies zu verhindern, muss die Extraktionsspannung abgeschaltet werden, solange sich das Ion in der Endkappe befindet. Daher ist das Ermitteln der Zeit, die das Ion bis in die Endkappe benötigt, wesentlich für eine erfolgreiche Extraktion.

Betrachtet man die beiden Endkappen als einfachen Plattenkondensator und vernachlässigt die anderen leitenden Oberflächen in der Falle, so erhält man ein konstantes elektrisches Beschleunigungsfeld in der Falle und das Ion sollte dann bis zum Eintritt in die Endkappe gleichmäßig beschleunigt werden. Da nur an einer Endkappe eine Spannung, anliegt durchläuft das Ion allerdings nur die halbe Spannung. Aus dieser Betrachtung lässt sich die Zeit t, die das Ion benötigt, rechnerisch bestimmen.

$$t = d \sqrt{\frac{2 m}{q U}} \tag{5.1}$$

Dabei ist d der Abstand der beiden Endkappen, m die Masse der Ionen, q deren Ladung und U die angelegte Spannung. Legt man die Extraktionsspannung für diese Zeit an, so ist es tatsächlich möglich, Ionen aus der Falle zu beschleunigen und im Detektor nachzuweisen. Legt man die Spannung allerdings etwas länger an, so erkennt man, dass das Ion den Detektor nach kürzerer Zeit erreicht. Es wird also länger beschleunigt und erreicht eine höhere Endgeschwindigkeit. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Hochspannung abgeschaltet wird, wenn das Ion die Endkappe noch nicht erreicht hat. Wie auch Simulationen des Extraktionspotentials unter Berücksichtigung der tatsächlichen Fallengeometrie zeigen, ist die Annahme einer gleichmäßigen Beschleunigung nicht gerechtfertigt [Keh11]. Das Extraktionspotential hat demnach in der Mitte der Falle nur geringen Einfluss auf das Ion. Erst in der Nähe der Endkappe wird der größte Teil der Beschleunigungswirkung erzielt. Durch den langsamen Weg dorthin ist die Zeit, die das Ion zum Erreichen der Endkappe benötigt, erheblich größer. Experimentell lässt sich diese Zeit durch sukzessives Erhöhen der Einschaltzeit bestimmen. Trägt man diese Zeit gegen die Endgeschwindigkeit des Ions, die sich aus der Flugzeit berechnen lässt, auf, so erkennt man ein Ansteigen der Geschwindigkeit für größere Einschaltzeiten. Dann folgt ein Bereich, in dem die Extraktion nicht mehr erfolgreich ist. Man erhält kein Signal vom Detektor mehr. Für noch längere Einschaltzeiten erreicht das Ion wieder den Detektor, allerdings ist die Ionengeschwindigkeit dann nicht mehr von der Einschaltzeit abhängig. Dieser Umstand ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Für zwei verschiedene Beschleunigungsspannungen ist hier der Bereich verdeutlicht, in dem sich die Geschwindigkeit nicht ändert. Für etwas größere und kleinere Beschleunigungszeiten erreicht das Ion den Detektor nicht.

Dies lässt sich dadurch erklären, dass sich das Ion in diesem Zeitbereich in der Endkappe befindet. Schaltet man die Hochspannung ab, kurz bevor das Ion die Endkappe erreicht, kommt das Ion nicht mehr im Detektor an. Solche Effekte wurden auch bei der Simulation einer Schaltlinse für den Ionenstrahl beobachtet [Jac10]. Eine mögliche Erklärung



Abbildung 5.1: Im Bereich der Endkappe ist die Geschwindigkeit der Ionen nicht mehr von der Beschleunigungszeit abhängig. Für Zeiten, in denen das Ion den Detektor nicht erreicht, ist die Geschwindigkeit 0 m/s aufgetragen. Die Datenpunkte in rot gehören zur Beschleunigungsspannung 1800 V, diejenigen in blau zu 1000 V.

des Fehlschlagens der Extraktion ist eine Reflektion der Ionen an der Endkappe durch das Abschalten der Hochspannung. Da die Einschaltzeit der Beschleunigungsspannung von der angelegten Spannung abhängt, muss man sie aneinander anpassen. Allerdings ist der Bereich, in dem sich das Ion in der Endkappe befindet, relativ groß und daher einfach zu finden.

## 5.2 Messung der Flugzeit und der Abhängigkeit von der Radiofrequenzphase

Um die Geschwindigkeit der Ionen, und damit deren Energie, zu ermitteln, werden Flugzeitspektren aufgenommen. Dazu wird bei mehrmaliger Extraktion der Ionen die Flugzeit gemessen und anschließend aus den verschiedenen Flugzeiten die Verteilung der Geschwindigkeit berechnet. Diese lässt sich mithilfe eines Histogramms graphisch verdeutlichen, siehe Abbildung 5.2. Die Auslese der Flugzeit aus dem Oszilloskop geschieht durch Auswerten des Detektorsignals. Die Elektronenkaskade erzeugt über einen Widerstand einen negativen Spannungspuls am Oszilloskop, dessen Breite durch die unterschiedlichen Flugzeiten der Elektronen im Detektor gegeben ist. Diese Verbreiterung



Abbildung 5.2: Flugzeitspektrum bei einer Beschleunigungsspannung von 1600 V.

wird als Transit-Time-Spread bezeichnet [Pho07]. Als Flugzeit der Ionen wird dann das Minimum des Pulses gewählt. Die Genauigkeit der Zeitmessung ist daher durch die Auflösung des Oszilloskops von 0,25 ns begrenzt.

Bei der in Abbildung 5.2 gezeigten Messung liegen 1600 V Beschleunigungsspannung an den Endkappen an. Aus den Flugzeiten ergibt sich der Mittelwert und die Standardabweichung der Geschwindigkeit  $v = (80780 \pm 8)$  m/s. Dies entspricht einer Energie des Ions von  $E = (1352, 6 \pm 0, 3)$  eV, der Durchgriff der Spannung in der Falle beträgt also etwa 84,5%. Dass die Energie der Ionen nicht genau der Beschleunigungsspannung entspricht, liegt an der Geometrie der Falle, die nicht genau einer Plattenkondensatoranordnung entspricht. Eine geringe Verteilung der Ionengeschwindigkeiten ist für die Auflösung der Implantation von großer Wichtigkeit. Jede Ablenkung der Ionen durch elektrische Felder hängt von deren Energie ab. Sowohl die Ablenkelektroden als auch die Linse transformieren also eine Verteilung der Ionen im Geschwindigkeitsraum in eine Verteilung im Ortsraum. Im Fall der Linse entspricht das der chromatischen Aberration. Um somit eine hohe Implantationsgenauigkeit zu erreichen benötigt man eine geringe Geschwindigkeitsverteilung.

Die gemessene Geschwindigkeitsverteilung setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen. Das Ion ruht am Anfang der Beschleunigung nicht in der Falle, sondern hat eine Geschwindigkeitsverteilung. Da es nicht grundzustands- sondern nur dopplergekühlt ist, kann man es als thermisches Gasteilchen mit einer Temperatur von etwa 2 mK betrachten. Die Standardabweichung der Geschwindigkeit eines thermischen Teilchens ergibt sich aus der Temperatur und der Masse [TM06]:

$$\Delta v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \tag{5.2}$$

Für dopplergekühlte Kalziumionen ergibt sich daraus eine statistische Verteilung der Geschwindigkeit in alle drei Raumrichtungen von  $\Delta v_{thermisch} = 0,64$  m/s. Eine weitere Geschwindigkeitsfluktuation ergibt sich aus der Genauigkeit der Versorgungsspannung für die Extraktion. Für die verwendete Hochspannungsversorgung beträgt diese laut Datenblatt  $\Delta U_B \approx 10$  mV. Daraus ergibt sich in eine Geschwindigkeitsfluktuation  $\Delta v_{HV} = (\Delta U_B q)/(v m)$ , wobei q die Elementarladung und m die Masse der Kalziumionen ist. Ein weiterer statistischer Einfluss, der in die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung eingeht, ist der Jitter des Extraktionsspannungschalters, der, wie dem Datenblatt zu entnehmen ist, etwa  $\Delta t_{Jitter} \approx 2$  ns beträgt. Der Jitter des Hochspannungsschalters spiegelt sich in zwei verschiedenen Weisen in der Verteilung der Geschwindigkeit wider. Einerseits wirkt sich der Jitter auf die tatsächliche Phase, bei der extrahiert wird aus, andererseits auf die gemessene Flugzeit. Löst der Hochspannungsschalter erst 2 ns nach dem Oszilloskoptrigger aus, so ist die gemessene Flugzeit 2 ns zu lang. Der zweite Einfluss ergibt in der Geschwindigkeitsmessung eine Unsicherheit  $\Delta v_{Jitter} = \Delta t_{Jitter} v/t_{Fluq}$ . Ersterer wirkt sich etwas komplexer aus und hängt von der Phasenabhängigkeit, die erst weiter unten bestimmt wird, ab. Um die Fehlerabschätzung in der Messung der Flugzeit zu vervollständigen, wird das Ergebnis des Fits in Abbildung 5.3 bereits vorweggegriffen. Die gefittete Funktion wird als f(t) bezeichnet, die Unsicherheit in der Geschwindigkeit, die durch die Phase entsteht beträgt dann:

$$\Delta v_{Phase} = f(t_{Ext} + \Delta t_{Jitter}) - f(t_{Ext}), \qquad (5.3)$$

wobei  $t_{Ext}$  die eingestellte Zeitverzögerung aus Abbildung 5.3 ist. Die Geschwindigkeitsfluktuation, die aus dieser Phasenabhängigkeit folgt, sollte dann unabhängig von der tatsächlich gewählten Beschleunigungsspannung sein, da sich hier der Einfluss der Mikrobewegung direkt niederschlägt. Ursprung einer weiteren statistischen Unsicherheit ist die Zeitauflösung des Oszilloskops  $\Delta t_{Oszi}$ . Auch diese beeinflusst die Geschwindigkeitsmessung:  $\Delta v_{Oszi} = \Delta t_{Oszi} v/t_{Flug}$ . Die einzelnen quantitativen Auswirkungen auf die Geschwindigkeitsvertreilung sind in der folgenden Tabelle aufgelistet.

$\Delta v_{thermisch}$	$\Delta v_{HV}$	$\Delta v_{Jitter}$	$\Delta v_{Phase}$	$\Delta v_{Oszi}$
$0,64 \mathrm{~m/s}$	$0,29 \mathrm{~m/s}$	30,5  m/s	55  m/s	3,8  m/s

Insgesamt entsteht, beispielhaft für eine Extraktionsspannung von 1600 V, durch die bekannten Einflüsse eine statistische Unsicherheit in der Geschwindigkeitsmessung:

$$\Delta v = \sqrt{(\Delta v_{thermisch})^2 + (\Delta v_{HV})^2 + (\Delta v_{Jitter})^2 + (\Delta v_{Oszi})^2 + \Delta v_{Phase})^2} \approx 63 \text{ m/s.}$$
(5.4)

Dieser Wert ist bereits größer als die tatsächlich gemessene Verteilung, was darauf hindeutet, dass der Jitter des Hochspannungsschalters nicht so groß ist, wie im Datenblatt angegeben ist. Außerdem scheint der Extraktionsvorgang keinerlei weitere messbare Verbreiterung der Geschwindigkeitsverteilung zu bewirken. Der Jitter des Hochspannungschalters ist offensichtlich für den größten Teil der Geschwindigkeitsverteilung verantwortlich.



Abbildung 5.3: Abhängigkeit der Ionengeschwindigkeit von der Extraktionsphase. Der Bezugspunkt der Zeitverzögerung des Extraktionszeitpunkts ist dabei willkürlich gewählt. Die Fehlerbalken entsprechen der 1  $\sigma$ -Breite der Geschwindigkeitsverteilung. Der Amplitude der Geschwindigkeitsfluktuation beträgt (1373 ± 7) m/s und die Frequenz entspricht mit  $2\pi(22, 63 \pm 0, 04)$  MHz wie erwartet der Radiofrequenz der Falle.

Nun kann man die Extraktionsphase, also die Phase der Radiofrequenz, bei der das Ion die Endkappe erreicht, gegen die Geschwindigkeit des Ions aufnehmen. Wie erwartet lässt sich aus dieser Messung ein mit der Frequenz der Radiofrequenzspannung periodischer Geschwindigkeitsverlauf erkennen. Die gefittete Sinusfunktion passt sehr gut zu den Daten, siehe Abbildung 5.3, die bei einer Beschleunigungsspannug von 2750 V aufgenommen worden sind. Die Geschwindigkeit wird dabei aus den Mittelwerten der aufgenommenen Flugzeitspektren und dem Abstand zwischen Fallenmitte und Detektor berechnet.

Betrachtet man die Standardabweichung der Geschwindigkeit abhängig von der Extraktionsphase, so lässt sich wiederum ein periodischer Zusammenhang erkennen, nun allerdings mit der halben Periode, siehe Abbildung 5.4. Dies stimmt gut mit der Annahme überein, dass die Geschwindigkeitsfluktuationen für eine feste Extraktionsphase



Abbildung 5.4: Abhängigkeit der Geschwindigkeitsunsicherheit von der Extraktionsphase.

zu einem großen Teil vom Jitter des Phasentriggers und des Hochspannungsschalters verursacht werden. In den Umkehrpunkten des Geschwindigkeitsverlaufs macht sich eine andere Extraktionsphase erst in zweiter Ordnung mit einer anderen Extraktionsgeschwindigkeit bemerkbar. In den Flanken ist diese Änderung wesentlich größer. Diese Betrachtungen und Messungen machen deutlich, wie wichtig es ist, die Extraktionsphase konstant zu halten, da ein breites Geschwindigkeitsspektrum bei der Fokussierung eine chromatische Aberration verursacht und somit den Fokusradius vergrößert. Aus der Amplitude der Geschwindigkeitsvariation gegen die Extraktionsphase lässt sich außerdem der Einfluss von Änderungen am Aufbau auf den Einfluss der Phase abschätzen.

Durch Abschalten der Radiofrequenz während der Extraktion sollte es theoretisch möglich sein, die Phasenabhängigkeit der Extraktion komplett zu unterdrücken, da es dann keine Mikrobewegung mehr gibt. Allerdings kann die Radiofrequenz wegen des Wendelresonators nicht abrupt abgeschaltet werden. Wie in Kapitel 3.1 beschrieben, lässt sich die Radiofrequenzspannung sehr schnell unterdrücken. Durch die Variation der Zeitspanne zwischen dem Abschalten der RF-Spannung und dem Einschalten der Extraktionsspannung wird der beste Zeitpunkt zum Abschalten ermittelt. Messungen ergeben, dass es optimal ist, bereits kurz vor dem Einschalten der Extraktionsspannung die Radiofrequenz abzuschalten. Aus der aufgenommenen Abhängigkeit der Ionengeschwindigkeit von der Extraktionsphase, siehe Abbildung 5.5, lässt sich erkennen, dass es tatsächlich einen optimalen Bereich bei etwa 180 ns gibt, in dem die Extraktionsgeschwindigkeit



Abbildung 5.5: Ionengeschwindigkeit abhängig von der Radiofrequenzphase bei abgeschalteter RF-Spannung. Die Phase ist dabei in der Zeitdifferenz zwischen Abschalten der RF-Spannung und dem Anschalten der Extraktionsspannung angegeben.

nicht mehr von der Extraktionsphase abhängt. Allerdings ist die Geschwindigkeitsverteilung in diesem Bereich nicht so gut wie bei eingeschalteter Radiofrequenzspannung bei einer optimalen Phase. Außerdem stellt sich später bei Fokusmessungen heraus, dass die Strahldivergenz bei abgeschalteter RF-Spannung wesentlich größer ist als bei eingeschalteter mit fester Phase. Dies ist dadurch erklärbar, dass die Radiofrequenz das Ion auf der Fallenachse leitet und einen günstigen Effekt auf die Ortsverteilung hat. Dieser überwiegt den negativen Einfluss der erhöhten Geschwindigkeitsfluktuationen durch die axialen Beschleunigungsfluktuationen der RF-Spannung.

## 5.3 Trefferbilder von Aperturblenden für verschiedene Ablenkspannungen

Um den Ionenstrahl grob auf den Detektor und die Linse auszurichten, ist es sinnvoll, die Trefferquote über verschiedene Ablenkspannungen aufzunehmen. Dabei wird ein vorher festgelegter Bereich der Ablenkspannungen automatisch abgerastert und bei jeder Spannung eine bestimmte Anzahl an Ionen extrahiert. Es hat sich gezeigt, dass für jede Spannungskombination eine Extraktion von drei Ionen ausreichend ist, um die Bereiche, in denen der Detektor getroffen wird, von denen zu unterscheiden, in denen er nicht getroffen wird. Bei einer größeren Trefferstatistik würde die Aufnahme in ausreichender Auflösung, also Spannungsschrittweite, zu lange dauern. Wird die Trefferquote für jede Spannungskombination aufgetragen, erhält man ein Bild des Bereichs, in dem der Detektor getroffen werden kann. Allerdings ist es durch Restgasatome in der Kammer oder die Dunkelzählereignisse des Detektors auch möglich, dass in Bereichen, in denen der Strahl unterbrochen ist, Ereignisse registriert werden. Werden nun immer kleinere Aperturen in den Strahl gefahren, die auf die Mitte der Linse ausgerichtet sind, so lässt sich der Strahl grob auf die Mitte der Linse ausrichten. Allerdings ist die Genauigkeit durch die Ausrichtung der Aperturen auf den Linsenmittelpunkt beschränkt. Dies geschieht durch Einstecken eines Passstiftes in die Linse, auf den die Aperturen mit dem Piezoverschiebetisch gefahren werden. In jede Richtung wird dann die Apertur auf Anschlag gefahren. Durch das damit gemessene Spiel der Aperturen auf dem Passstift lässt sich die Ausrichtung mit einer Genauigkeit von etwa 50  $\mu$ m bestimmen.



Abbildung 5.6: Aufnahmen der Aperturen durch Verändern der Ablenkspannungen. Links ist die Schrittgröße fein genug, um das Gitter des Detektors zu erkennen. Rechts ist deutlich die Apertur der ausgeschalteten Linse erkennbar.

Eine andere Anwendungsmöglichkeit ist die Aufnahme von Schattenbildern von Objekten im Strahlengang. Der Strahl hat im unfokussierten Zustand etwa eine Breite von 10  $\mu$ m. Durch Abrastern von Objekten im Strahlengang können also Strukturen, die größer sind als der Strahldurchmesser, abgebildet werden. Kleinere Strukturen können eventuell mit einem fokussierten Strahl aufgenommen werden. Dabei ist allerdings die Aufnahme und Interpretation des Bildes etwas schwieriger. Befindet sich das Objekt genau im Fokus, so ändert sich die Strahlposition bei Veränderung der Ablenkspannungen

an diesem Punkt nicht. Positioniert man das Objekt allerdings etwas vor oder hinter dem Fokus, so ist der Strahl immer noch dünner als im unfokussierten Zustand, und trotzdem kann man durch Verändern der Ablenkspannungen die Strahlposition wieder verändern. Für Objekte, die sich hinter dem Fokus befinden, erhält man allerdings ein sowohl horizontal, als auch vertikal gespiegeltes Bild des Objekts. Man kann den Implantationsaufbau also auch als eine Art Ionenmikroskop verwenden. Allerdings ist für die hochauflösende Aufnahme größerer Objekte die Extraktionsrate von etwa 3 Hz noch zu gering. Mithilfe eines unfokussierten Strahls lässt sich aber das Gitter, das am Eingang des Elektronenvervielfachers befestigt ist, bereits sehr deutlich abbilden, siehe Abbildung 5.6. Möglicherweise lassen sich auch durch das Auftreffen der Ionen aus der Probe geschlagene Elektronen detektieren. Das Ionenmikroskop könnte dann in einem dem Sekundärelektronenmikroskop äquivalenten Modus betrieben werden, um damit Oberflächen abzubilden.

Nachdem der Strahl mit den Aperturen grob auf die Mitte der Linse ausgerichtet ist, wird diese eingeschaltet. Durch Streufelder der Linsenkontaktierung kann sich die Strahllage nun noch einmal leicht ändern, sodass der Scan der kleinsten Apertur wiederholt werden sollte. Als nächstes folgt die genauere Ausrichtung des Strahls auf den Linsenmittelpunkt.

### 5.4 Ionenstrahlvermessung mit dem Schneidkantenverfahren

Zur Messung der Position und Breite des Ionenstrahls wird eine Schneidkante senkrecht in den Strahl gefahren und an verschiedenen Positionen die Trefferquote ermittelt. Ist die Schneidkante noch nicht im Strahl, erreichen annähernd alle Ionen den Detektor. Erreicht die Schneidkante den Strahl, nimmt die Trefferquote ab, bis dieser komplett abgeschirmt wird und keine Ionen mehr den Detektor treffen. Die aufgenommene Trefferwahrscheinlichkeitsverteilung ist dabei die mit einer Heavysidefunktion gefaltete Strahlverteilung. Um diese Verteilung zu rekonstruieren, muss man eine Schneidkantenmessung in zwei senkrecht zueinander liegende Richtungen durchführen. Dafür sind am Piezoverschiebetisch zwei Rasierklingen senkrecht zueinander befestigt worden. Um den Abstand zur Implantationsstelle zu verringern, kann man die Schneidkanten auch in die Kanten des Diamanten schleifen. Allerdings ist Diamant ein Isolator und Ladungen, die sich auf den Kanten ansammeln, können die Messung verfälschen. Hier werden deshalb geerdete Rasierklingen aus Metall verwendet. Die Vermessung des Ionenstrahls ist bei einer Beschleunigungsspannung von 1600 V und einer Linsenspannung von 2700 V erfolgt, siehe Abbildung 5.7. Die Fehler der Datenpunkte lassen sich mithilfe der Binomialverteilung errechnen. Für die Varianz einer Binomialverteilung mit N extrahierten Ionen, wobei insgesamt n Treffer erzielt werden, beträgt:

$$V(X) = N \ p \ q = N \ p \ (1-p) = n \ \left(1 - \frac{n}{N}\right).$$
(5.5)



Abbildung 5.7: Schneidkantenmessung zur Bestimmung der Strahlposition und der Strahlbreite bei einer Beschleunigungsspannung von 1600 V und einer Linsenspannung von 2700 V. Der Nullpunkt der Schneidkantenposition gibt den Mittelpunkt des Strahls an. Die Fehler der Messungen berechnen sich aus der Binomialverteilung. Es ergibt sich eine Strahlbreite von  $(4 \pm 1) \ \mu m$ .

Der zum Messwert gehörige Fehler ist dann die Wurzel der Varianz. Auf die Breite des Strahls in der vermessenen Richtung kann man über den Fit der Daten mit der Funktion

$$n(x) = \frac{1}{2} A \left( 1 + \operatorname{Erf}\left(\frac{x-\mu}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right)$$
(5.6)

schließen. Dabei ist x die Schneidkantenposition, n(x) die Zahl der Treffer, A die Treffer bei komplett aus dem Strahl gefahrener Schneidkante und  $\mu$  und  $\sigma$  die Parameter der der Strahlverteilung zugrundeliegenden Normalverteilung. Erf(x) ist die Fehlerfunktion.

Für einen unfokussierten Strahl erhält man mithilfe der Schneidkantenmessung je nach Extraktionsphase im besten Fall eine Strahlbreite zwischen zehn und zwanzig Mikrometern. Um zu überprüfen, inwieweit diese Breite durch die thermische Geschwindigkeitsverteilung oder durch Spannungsrauschen an den Ablenkelektroden zustande kommt, wird auch hier die Fehlerfortpflanzung verwendet. Die thermische Geschwindigkeitsverteilung in radialer Richtung hat bei der Extraktion auch einen Einfluss auf die Breite des unfokussierten Strahls, da diese sich über die Flugzeit ausbreitet. Allerdings ist es nicht die Geschwindigkeitsabweichung zwischen einzelnen Ionen, sondern die tatsächliche Größe der Geschwindigkeit, die eine Strahlverbreiterung bewirkt. Die gemittelte quadratische Geschwindigkeit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung für dopplergekühlte Kalziumionen beträgt [TM06]:

$$v_{thermisch} = \sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} \approx 1,1 \text{ m/s.}$$
(5.7)

Daraus ergibt sich die Verbreiterung des Strahls bei der Schneidkantenmessung für eine Beschleunigungsspannung von 1600 V  $\Delta x_{thermisch} = v_{thermisch} s_1/v \approx 4,8 \ \mu\text{m}$ , wobei  $s_1 = 35$  cm der Abstand der Schneidkantenmessung von der Fallenmitte und v die Geschwindigkeit der Ionen ist. Durch Rauschen  $\Delta U$  auf den Ablenkelektrodenspannungen entsteht eine weitere Verbreiterung des Strahls:

$$\Delta x_{rauschen} = \frac{q \ l \ s_2}{m \ d \ v_{Flug}^2} \Delta U \approx 18,5 \ \mu \mathrm{m}, \tag{5.8}$$

wobei l = 1, 6 cm die Länge der Ablenkelektroden,  $s_2 = 31, 2$  cm der Abstand der Schneidkantenmessung von den Ablenkelektroden und d = 0, 3 cm der Abstand der Ablenkelektrodenplatten ist und das Rauschen von  $\Delta U = 30mV$  mit dem Oszilloskop gemessenen wurde. Durch diese Einflüsse entsteht für eine Beschleunigungspannung von 1600 V eine statistische Ungenauigkeit in der Strahlposition, also eine Verbreiterung, von

$$\Delta x = \sqrt{(\Delta x_{thermisch})^2 + (\Delta x_{rauschen})^2} \approx 19,1 \ \mu \text{m.}$$
(5.9)

Dieses Ergebnis steht also in guter Übereinstimmung mit der gemessenen Breite und es ist künftig zu überlegen, ob es sinnvoll ist das Rauschen auf den Ablenkelektroden durch einen Filter zu verringern und somit die unfokussierte Strahlbreite zu verbessern.

## 5.5 Mittelpunktsstrahlbestimmung durch Vermessen der Linsenaberration

Da durch die geringe Geschwindigkeitsverteilung die chromatische Aberration kaum eine Rolle bei der Fokussierung der Ionen spielt, ist die sphärische Aberration der Linsenfehler, der den größten Einfluss auf die Fokusgröße hat. Durch Ausrichten des Ionenstrahls auf die Linsenmitte lässt sich aber auch dieser Fehler weitgehend unterdrücken. Für dieses Ausrichten lassen sich auch genau die Eigenschaften der sphärischen Aberration nutzen. Durch Verändern des Abstands des Ionenstrahls von der Linsenmitte verändert sich auch die Fokusweite, siehe Gleichung 2.3. Trägt man also den Winkel zur optischen Achse  $\alpha$ , siehe Abbildung 2.4, gegen die in einem beliebigen Abstand hinter der Linse gemessene Strahlposition  $r_4$  auf, so lassen sich daraus mithilfe der Gleichungen 2.5 und 2.6 sowohl der Koeefizient  $c_2$  der sphärischen Aberration messen, als auch der Mittelpunktsstrahl bestimmen. Dies ist allerdings nur durch den bereits sehr kleinen Strahldurchmesser möglich. Der Mittelpunktsstrahl ist der derjenige Ionenstrahl, der durch den Mittelpunkt der Linse geht und damit den geringsten Einfluss der sphärischen Aberration spürt. Durch Drifts im gesamten Aufbau muss die Bestimmung des Mittelpunktsstrahls allerdings vor jeder Implantation erneut vorgenommen werden.



Abbildung 5.8: Strahlposition bei abgeschalteter Linse in einem festen Abstand zu den Ablenkelektroden. Dadurch lässt sich die Spannung an den Ablenkelektroden in einen Winkel umrechnen, unter dem der Strahl die Linse trifft. Diese Daten wurden bei einer Extraktionsspannung von 1600 V aufgenommen und ergeben eine Steigung von 2,496 mm/V.

Das Ausrichten des Strahls auf die Linse erfolgt über die Ablenkelektroden. Daher muss noch der Zusammenhang zwischen Ablenkspannung und Winkel des Strahls zur optischen Achse bestimmt werden. Dafür werden bei abgeschalteter Linse für mehrere Ablenkspannungen die Strahlpositionen hinter der Linse mithilfe der Schneidkante bestimmt, siehe Kapitel 5.4. Damit lässt sich dann die verwendete Ablenkspannung in das Koordinatensystem des Piezoverschiebetisches umrechnen, siehe Abbildung 5.8. Nun wird die Strahlposition für verschiedene Ablenkspannungen bei einer beliebigen z-Position hinter der Linse aufgenommen. Hier wird beispielhaft eine Kurve in x-Richtung besprochen. Allerdings muss die Messung auch in y-Richtung wiederholt werden. In Abbildung 5.9 ist eine solche typische Kurve aufgetragen, die 10 cm hinter der Linse aufgenommen wurde. Sie zeigt den für sphärische Aberration typischen Verlauf. Die Beschleunigungsspannung hat dabei 1600 V und die Spannung an der Linse 2700 V betragen. Die Spannungen in der Abbildung sind durch den nachgeschalteten Verstärker um den Faktor 4 verkleinert angegeben. Für die Auswertung der Messung werden die Daten mit einer Funktion der Gleichung 2.6 gefittet, wobei angenommen wird, dass sich



Abbildung 5.9: Zusammenhang zwischen Ablenkspannung und Strahlposition, der durch die sphärische Aberration bestimmt wird. Die Fehlerbalken entsprechen der 1  $\sigma$ -Breite des als gaußförmig angenommenen Ionenstrahls.

die Quelle auf der optischen Achse befindet. Der Winkel  $\alpha$  kommt durch die Ablenkelektroden zustande. Man erhält durch den Fit eine Fokuslänge für paraxiale, parallel zur optischen Achse einfallende Strahlen von  $f = (10, 586 \pm 27)$  mm und einen Koeffizienten für die sphärische Aberration von  $c_2 = (2, 50 \pm 0, 07) \ \mu \text{m}^{-1}$ . Nach Gleichung 2.7 erhält man damit für einen um die typische Strahlbreite von 13  $\mu$ m aus der Linsenmitte verschobenen Strahl eine Fokusvergrößerung von  $r_{3,min} = (0, 134 \pm 4)$  nm. Im Experiment gibt es natürlich keine Einstellung, bei der die Ionen immer genau den gleichen Weg durchlaufen. Vielmehr wird an jeder z-Position die Abbildung der gaußförmigen Quelle einen Einfluss auf die Strahlbreite haben. Die quantitativen Ergebnisse sollten sich allerdings auf die Sigmabreiten dieser Gaußverteilungen übertragen lassen. Der Einfluss der sphärischen Aberration auf die Fokuseigenschaften der Linse kann also vernachlässigt werden. Allerdings kann es andere Linsenfehler geben, die die Abbildung verschlechtern. So kann es sein, dass auch der Astigmatismus der Linse, also unterschiedliche Fokusradien für in x- und y-Richtung abgelenkte Strahlen, eine Rolle spielt. Allerdings ist die Einstellung auf den Mittelpunktsstrahl zur Unterdrückung der sphärischen Aberration auch bei schief einfallenden Ionenstrahlen sinnvoll.

Im Mittelpunktsstrahl wird nun durch Schneidkantenmessungen an unterschiedlichen z-Positionen der Punkt mit der kleinsten Strahlbreite gesucht. Für die Ermittlung eines theoretischen Verlaufs sind einige Annahmen sinnvoll. Die Quelle hat eine gaußförmige Ortsverteilung mit Standardabweichung  $\sigma_r$ , befinde sich um die Strecke *a* vor der Linse und die Strahlen, die von den einzelnen Punkten der Quelle ausgehen, haben aufgrund

der thermischen Geschwindigkeitsverteilung in der Falle eine gaußverteilte Divergenz mit Standardabweichung  $\sigma_{\alpha}$ . Misst man die Strahlbreite dann in variablem Abstand  $z_0$ hinter der Linse mit der Fokuslänge f, dann folgt der Verlauf der Strahlbreite b nach G. Jacob [Jac10] der Funktion

$$b(z_0) = \sqrt{\frac{z_0^2 f^2 \sigma_\alpha^2 + 2 a z_0 f (f - z_0) \sigma_\alpha^2 + (z_0 - f)^2 (a^2 \sigma_\alpha^2 + \sigma_r^2)}{f^2}}$$
(5.10)

Der Punkt, an dem die Breite des Strahls minimal ist, liegt dabei wie bereits in Kapitel 2.4 erwähnt näher an der Linse als der Fokus.

Die Messungen des Fokus ergeben ein Minimum von etwa 3  $\mu$ m, was wesentlich größer ist als die Simulationen von A. Kehlberger und G. Jacob für die Falle ergeben [Jac10, Keh11]. Die Bestimmung der sphärischen Aberration schließt auch diesen Linsenfehler als Ursache aus. Allerdings kann es sein, dass durch die Kontaktierung der Linse der Strahl stark abgelenkt wird. Durch die Ablenkelektroden allein lässt sich dies nicht ausgleichen, da diese nur einen Winkel und keine Verschiebung korrigieren können. Es wäre also möglich, dass der Strahl extrem schräg auf die Linsenhauptebene trifft. Weitere Linsenfehler, die durch nichtachsparallele Strahlen entstehen, wie Aberration oder Koma, könnten die Fokusvergrößerung erklären. Alle hier diskutierten Messungen sind nur in eine Richtung durchgeführt worden, da zum Zeitpunkt der Messung nur eine Schneidkante zur Verfügung gestanden hat. Eine Optimierung des Strahls in der zweiten Richtung könnte den Fokus weiter verbessern.

### Behandlung des Diamanten zur Oberflächenterminierung

Es hat sich gezeigt, dass eine weitere Behandlung des Diamanten sinnvoll ist. Nach der Herstellung von  $CVD^{49}$ -Diamanten sind deren freie Bindungen der letzten Kohlenstofflage durch Wasserstoff gesättigt, da bei der Herstellung auch Wasserstoffgas vorhanden ist [KL12]. Es können sich auf der Oberfläche von Diamanten aber auch unbekannte Abschlussschichten bilden, die unerwartete Eigenschaften besitzen. So lässt sich an einem Diamanten bei längerer fokussierter Einstrahlung eines Lasers mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Leistung von etwa 30 mW, die Bildung stark fluoreszierender Schichten beobachten. Diese scheinen dauerhafte Oberflächenveränderungen zu sein, die auch nach gründlicher Reinigung nicht verschwinden. Um die Oberfläche sauber mit Sauerstoff zu terminieren, ist eine Behandlung in Königswasser hilfreich. Dabei wird das Königswasser mit dem Diamant darin auf etwa 60 °C erhitzt und dann über Nacht stehen gelassen. Das Königswasser wirkt stark oxidierend und sollte einige unbeständige Oberflächenveränderungen entfernen und für eine gute Sauerstoffterminierung sorgen. Diese verbessert auch das Verhältnis der einzelnen NV-Ladungszustände hin zum negativ Geladenen [HGN<sup>+</sup>11]. Nach der Behandlung mit Königswasser entstehen

<sup>&</sup>lt;sup>49</sup>chemical vapor deposition, dt. chemische Gasphasenabscheidung.



Abbildung 5.10: Links im Bild ist noch ein großer, nicht fluoreszierender Bereich zu sehen. Rechts, nachdem der Bereich mehrmals mit dem grünen Laser gescannt wurde, ist das Bild bereits deutlich aufgehellt. In der Mitte des Bildes, auf die der Laser zwischen den Aufnahmen gerichtet ist, ist ein heller, fluoreszierender Fleck zu sehen.

keine neuen stark fluoreszierenden Stellen, die bereits Vorhandenen sind aber noch zu sehen. Möglicherweise hat sich auf der Oberfläche des Diamanten eine nanostrukturierte Diamantschicht gebildet, die aber nicht die guten optischen Eigenschaften des CVD-Diamanten besitzt.

## 5.6 Auflösungsverbesserung des Mikroskops

Um die gelungenen Implantationen identifizieren zu können, muss das Mikroskop die einzelnen NV-Zentren unterscheiden können. Bei einem Implantationsabstand von etwa 30 nm muss auch die laterale Auflösung des Mikroskops in dieser Größenordnung liegen. Da das konfokale Mikroskop durch die Beugungsbegrenzung nur eine Auflösung



Abbildung 5.11: Sättigungsverhalten eines Farbzentrums im konfokalen Mikroskop. Die Amplituden sind dabei aus den Fits mit einer Gaußfunktion gewonnen.

von 426 nm besitzt [Wei11], muss ein Subwellenlängenverfahren benutzt werden. Da für ein GSD-Mikroskop im Gegensatz zur STED-Mikroskopie kein weiterer Laser notwendig ist, wurde in diesem Aufbau dieses Verfahren gewählt. D. Wildanger ist es mit dieser Methode gelungen, Auflösungen von unter 20 nm zu erreichen [Wil11]. Allerdings wurde dafür ein Immersionsobjektiv verwendet, was in diesem Aufbau durch das Vakuum nicht möglich ist. Durch den größeren Brechungsindex des Immersionsöls von etwa 1,5 wird mehr Fluoreszenzlicht aus dem Diamanten eingefangen und somit die Auflösung verbessert. Bei der Verwendung eines Luft- oder Vakuumobjektives beträgt der Brechungsindex des Mediums zwischen Diamant und Objektiv etwa 1, was die mit dem GSD-Mikroskop erreichbare Auflösung auf etwa 30 nm verringert. Alle hier vorgestellten Messungen mit konfokalem und GSD-Mikroskop sind im Vakuum bei einem Druck unter  $10^{-7}$  mbar durchgeführt worden. Desweiteren wurden die Aufnahmen von D. Wildanger mit einer Laserintensität<sup>50</sup>  $I = 160I_{sat}$  durchgeführt. Im momentanen Aufbau liegt die Sättigungsleistung je nach Einkopplung in das Objektiv zwischen 1 mW und 6 mW, siehe Abbildung 5.11, wobei die Laserleistung direkt vor dem Objektiv gemessen wird. Die Daten werden mit einer Funktion nach Gleichung 2.11 gefittet. Um eine mit D. Wildanger vergleichbare Auflösung zu erhalten, müsste also mit einer Leistung von mehreren hundert Milliwatt gemessen werden. Der verwendete Laser liefert allerdings nur etwa 100 mW und durch die Fasereinkopplung und andere Verluste ist es nicht möglich, mehr

<sup>&</sup>lt;sup>50</sup>Intensitäts- und Leistungsbetrachtungen sind hier äquivalent, da diese nur relativ zum Sättigungswert gemessen werden.

als 40 mW auf die Probe zu bringen. Damit beträgt die zu erwartende Auflösung nach Gleichung 2.15 nur etwa 150 nm. Um höhere Auflösungen zu erzielen wird künftig ein stärkerer Laser nötig sein.

### Einfluss der Position der Phasenplatte



Abbildung 5.12: Einfluss der Verschiebung der Phasenplatte gegen den Strahl. Die Längenangaben entsprechen der Beschriftung der Mikrometerschrauben am Verschiebetisch.

Für eine hohe Auflösung des GSD-Mikroskops ist nach Gleichung 2.16 eine hohe Steigung des Intensitätsverlaufs in der Nähe der Nullstelle nötig. Je weiter diese in der Mitte des Laserstrahls ist, desto höher wird die Steigung sein. Um die Position des Minimums im Strahl verändern zu können, ist die Phasenplatte auf einem Verschiebetisch befestigt, der sich in beide Richtungen senkrecht zum Strahl bewegen lässt. Ein Ausrichten der Phasenplatte nach Augenmaß im Strahl vor dem Mikroskopobjektiv reicht allerdings nicht aus, da sich die Lage von Minimum zu Strahl im Objektiv noch einmal verändern kann. Daher ist es besser, die Auflösung des Mikroskops an einem Farbzentrum in Abhängigkeit von der Verschiebetischposition zu messen. Dafür wird eine Mikroskopaufnahme für verschiedene Positionen aufgenommen und das Bild mit zwei Gaußfunktionen gefittet. Die schmalere der beiden, die von der breiteren subtrahiert wird, enthält die Information über die Auflösung, siehe Kapitel 2.6. In Abbildung 5.12 ist die Abhängigkeit der Auflösung von der Phasenplattenposition aufgetragen. Bei (17.3 : 22.9) ist die Auflösung des Mikroskops am besten. Für die weiteren Messungen wird daher dieser Wert eingestellt. Die deutlich unterschiedliche Auflösung der beiden Messungen liegt möglicherweise in einer anderen z-Position der Aufnahme. Liegt das vermessene Farbzentrum nicht genau in der Schärfenebene des Mikroskops, so nimmt die Auflösung ab. Die gemessenen Auflösungswerte sind teilweise sogar schlechter als beim konfokalen Mikroskop, da die Aufnahmen bei einer Laserleistung von 10 mW, also kaum höher als die Sättigungsleistung, gemacht wurden.





Abbildung 5.13: Abhängigkeit der Auflösung und der Fluoreszenzintensität von der Einstellung der QWP. Die Winkelangaben entsprechen der Beschriftung des rotierbaren Optikhalters.

Für eine optimale Funktion des Mikroskops ist die genaue Kontrolle der Laserpolarisation sehr wichtig. Dafür wird die durch den PBS lineare Polarisation vor dem Einkoppeln in die Einzelmodenfaser mit einer  $\lambda/2$ -Platte auf die Achse der Faser gedreht. Der Auskoppler wird so eingebaut, dass das Licht ihn horizontal polarisiert verlässt. Zur Reinigung wird trotzdem noch ein PBS hinter den Auskoppler gestellt, da die Phasenplatte für linear polarisiertes Licht am besten funktioniert. Vor dem Objekt befindet sich eine  $\lambda/4$ -Platte<sup>51</sup>, die für eine zirkulare Polarisation des Strahls sorgt. Die einzelnen Polarisationen werden mithilfe eines Polarimeters überprüft. Der Einfluss der QWP auf die Auflösung des Mikroskops wird durch deren Verdrehen und dem Messen der Auflösung deutlich. Mithilfe des Polarimeters wurde der Strahl linkshändig zirkular polarisiert, was einer Einstellung am rotierbaren Optikhalter von 305° entspricht. Nach einer Rotation von  $90^{\circ}$  ist die Polarisation des Strahls rechtshändig zirkular. Da es für die beste Auflösung nur wichtig ist, dass man zirkular polarisiertes Licht verwendet, sollte das Signal eine Periodizität von  $90^{\circ}$  aufweisen. Für den Fit der Daten wird zusätzlich noch ein linearer Verlauf zur periodischen Funktion addiert, um einen eventuellen Drift der Probe in z-Richtung und somit aus dem Fokus zu berücksichtigen. Abbildung 5.13 zeigt das Ergebnis der Messung und des Fits. Dieser gibt wie erwartet eine Periodizität mit  $T = (92 \pm 2)^{\circ}$  wieder. Zur Überprüfung, ob es sich bei der linearen Abhängigkeit tatsächlich um einen Drift handelt, lassen sich die Messwerte und die gefittete Funktion bei 0° und 360° vergleichen. Daraus erkennt man, dass die Differenz der Auflösung genau dem Anteil der linearen Funktion entspricht. Wie erwartet ist die Auflösung bei zirkularer Polarisation am besten. Auch die Fluoreszenzintensität ist bei zirkular polarisiertem Licht am höchsten. Bei dieser Polarisierung des Lichts liegen die Vektoren des elektromagnetischen Feldes radial um das Minimum des Laguerre-Gauß-Strahls.

<sup>&</sup>lt;sup>51</sup>engl. Quarter-Wave-Plate, kurz: QWP.

## 5.7 Zusammenhang zwischen Laserleistung und Auflösungsvermögen



Abbildung 5.14: Abhängigkeit der GSD-Auflösung von der Laserleistung.

Um die Auflösung des GSD-Mikroskops wesentlich unter die Beugungsgrenze zu verbessern, ist der entscheidende Faktor die Erhöhung der Leistung des Anregungslasers. Dadurch wird die Größe des Bereichs im Strahl, in dem die Fluoreszenz nicht gesättigt ist, kleiner. Im Prinzip ist dann die erreichbare Auflösung nur noch durch die Qualität der Nullstelle begrenzt. In Gleichung 2.16 wird dieser Umstand durch den Parameter  $\epsilon$  beschrieben. Um die erreichbare Auflösung des GSD-Mikroskops zu ermitteln, wird daher für verschiedene Leistungen des Anregungslasers die Auflösung ermittelt (Abbildung 5.14). Die beste dabei gemessene laterale Auflösung beträgt  $(111 \pm 4)$  nm. Die mit beliebig hoher Laserintensität erreichbare Auflösung ergibt sich aus dem Fit zu etwa 90 nm. Mit einem GSD-Mikroskop sollte theoretisch allerdings eine wesentlich bessere Auflösung erreichbar sein. Warum dies in diesem Aufbau nicht der Fall ist konnte nicht abschließend geklärt werden. Die wahrscheinlichste Erklärung ist eine nicht optimale Einkopplung des Lasers in das Objektiv. Dadurch ist möglicherweise der Fokus nicht so gut wie er sein könnte. Da sich das Objektiv in einer geschlossenen Vakuumkammer befindet, ist es nicht möglich, mithilfe des Abbildes des Laserstrahls hinter dem Objektiv die Einkopplung zu optimieren. Dies muss allein mit Rückreflexen aus dem Objektiv geschehen und bei diesen ist die optimale Positionierung des Laserstrahls nicht eindeutig zu erkennen. Vielmehr gibt es mehrere teilweise sehr verschiedene Einstellungen, die dasselbe symmetrische Reflexionsbild erzeugen. Ein Hinweis darauf, dass die Einkopplung in das Objektiv mit der schlechten Auflösung zusammenhängen könnte, ist die hohe Sättigungsleistung, die im konfokalen Betrieb gemessen worden ist (Kapitel 5.6). Durch den vermeintlich schlechteren Fokus im Diamant ist natürlich auch die Nullstelle im Strahlmittelpunkt größer. Dadurch wird dann die erreichbare Auflösung schlechter.

## 5.8 Bestimmung der Trennschärfe



Abbildung 5.15: Aufnahme zweier dicht beieinander liegender Farbzentren zur Bestimmung der Trennschärfe.

Wesentlich für die Verwendung des GSD-Mikroskops ist allerdings nicht der Wert für die Auflösung, sondern letztlich die gemessene Trennschärfe, auch wenn diese natürlich eng mit dieser zusammenhängt. Für die Messung der Trennschärfe werden zwei nah beieinander liegende Farbzentren benötigt, die möglichst auch in derselben Fokusebene liegen sollten. Dafür wurden mehrere nah beieinander liegende Farbzentren aufgenommen und die Bilder anschließend mit mehreren Funktionen für einzelne Zentren gefittet. Aus der Gaußfunktion für das Minimum im Innern werden die Positionen des Minimums extrahiert und dann der laterale Abstand berechnet. Im aufgenommenen Bild, Abbildung 5.15, in dem der Abstand am geringsten ist, beträgt er  $d = (449 \pm 34)$  nm. Im Mikroskopbild ist deutlich zu erkennen, dass das weiter rechts liegende Farbzentrum schlechter aufgelöst ist. Dies lässt darauf schließen, dass es nicht in der Fokusebene liegt. Die gemessene Trennschärfe ist für ein GSD-Mikroskop nicht sehr gut. Dies liegt einerseits an der schlechten Auflösung, andererseits ist der Abstand der Farbzentren in Abbildung 5.15 noch deutlich zu groß. Es ist aber bisher nicht möglich gewesen zwei Farbzentren zu finden, die näher beieinander liegen und noch trennbar aufgenommen werden können. Dies liegt allerdings wahrscheinlich eher an der verwendeten Probe oder zu kurzer Suchzeit, als an den grundlegenden Eigenschaften des Mikroskops.

Die axiale Auflösung des GSD-Mikroskops ist im Vergleich zum konfokalen nicht besser, sondern durch die Abweichung vom Gaußstrahl eher noch schlechter. Allerdings ist diese für die Verwendung des Mikroskops zur Kontrolle der Farbzentrenimplantationen nicht erheblich, da die Eindringtiefe beim Implantieren nur von der Ionenenergie anhängt und diese im Implantationssetup sehr genau definiert ist. Die Abweichung der axialen Position der einzelnen Farbzentren sollte daher vernachlässigbar sein.
## 6

## **Zusammenfassung und Ausblick**

Im Laufe dieser Diplomarbeit wurde eine neue Ionenfalle als Ionenquelle zur deterministischen und hochauflösenden Implantation von Ionen in Betrieb genommen. Das Verfahren und alle nötigen Einzelschritte vom Fangen der Ionen bis zum Überprüfen des gesamten implantierten Musters wurden erläutert und Messungen, beziehungsweise Abschätzungen zu noch nicht realisierten Teilschritten, wurden vorgestellt.

Die Energieverteilung von  $E = (1352, 6 \pm 0, 3)$  eV und die Strahlbreite des unfokussierten Strahls von etwa 13  $\mu$ m bei einer Beschleunigungsspannung von 1600 V sind bereits soweit optimiert worden, dass eine wesentliche Beschränkung der gemessenen Werte durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Geschwindigkeiten durch die Ionentemperatur gegeben ist. Um dies künftig weiter zu verbessern sind bereits Lasersysteme zur Grundzustandskühlung der Ionen im Aufbau. Mit diesen wird es außerdem möglich sein, die Temperatur der Ionen genauer zu vermessen und den Zusammenhang zwischen der Temperatur und den gemessenen Werten weiter zu verifizieren. Ein bisher ungelöstes Problem ist die schlechte Fokussierung des Ionenstrahls mit der elektrostatischen Einzellinse auf nur  $(4 \pm 1) \mu m$ . Die Ursache für diesen geringen Fokussierungseffekt ist noch nicht abschließend geklärt. Ausgeschlossen werden konnte allerdings die sphärische Aberration, da deren Einfluss auf den Subnanometerbereich beschränkt werden konnte. Eine mögliche Erklärung der geringen Fokussierungswirkung der Linse ist eine Fokussierung der Ionen durch die Endkappen bei der Extraktion. Durch die hohen Spannungen bei Extraktion und die Masseflächen in ihrer Umgebung könnte diese eine fokussierende Wirkung auf die Ionen haben. Läge der Fokus der Endkappen in der Nähe der Ionenlinse, so würden die Möglichkeiten der Linse, den Strahl noch weiter zu fokussieren, drastisch eingeschränkt. Vielleicht ließe sich dieser Sachverhalt mit einem Ausschalten der Extraktionsspannung, bevor die Ionen die Endkappe erreicht haben, überprüfen. Sollte die Endkappe wirklich bereits einen schlechten Fokus in der Nähe der Linse erzeugen, müsste sich die Größe des Strahls im Bereich der Linse durch das veränderte Abschalten dann wesentlich ändern. Eine weitere Erklärung für die schlechte Fokussierung wären Ungenauigkeiten bei der Produktion der Linse oder Beschädigungen, die beim Zusammenbau der Linse entstehen. Diese könnten die Eigenschaften der Linse erheblich verschlechtern. Um dieses Problem zu umgehen ist bereits ein neues Linsendesign in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Prof. Gerd Schönhense in Planung. Diese Arbeitsgruppe hat bereits große Erfahrung bei der Planung und Produktion von Ionen- und Elektronenlinsen. Mit einer gut funktionierenden Linse sollte es dann möglich sein, den 13  $\mu$ m breiten Ionenstrahl weit unter einen Mikrometer zu fokussieren.

Störend an den bisherigen Messungen ist außerdem, dass diese nur mit Kalziumionen durchgeführt wurden. Dabei wäre die wirklich interessante Ionenspezies Stickstoff. Bisher ist es allerdings noch nicht gelungen, diesen in der Falle zu fangen und nachzuweisen. Jedoch gibt es bereits verschiedene Ansätze, wie dies möglich sein könnte. Sollte es gelingen, den gepulsten Nd:YAG-Laser eng genug zu fokussieren oder die Leistung zu erhöhen, so ist es möglich, damit Stickstoffionen zu laden. Außerdem ist bereits die Erweiterung des Implantationsaufbaus um eine Ionenkanone in Planung, mithilfe derer verschiedenste Ionenspezies geladen werden könnten.

Die vom Hersteller angegebene Genauigkeit des verwendeten Piezoverschiebetisches sollte ausreichend sein, um Farbzentren zuverlässig in einem Abstand von 26 nm zu implantieren. Dies wäre nah genug, um mit den implantierten Farbzentren Quanteninformationsverarbeitung zu betreiben.

Das zur Kontrolle der Implantationen vorgesehene im Hochvakuum arbeitende konfokale Mikroskop wurde in seiner Auflösung mithilfe des Ground-State-Depletion-Verfahrens um fast den Faktor vier verbessert und eine Auflösung von  $(111 \pm 4)$  nm erreicht. Ein GSD-Mikroskop sollte jedoch noch wesentlich bessere Auflösungen von bis zu 20 nm erreichen können. Dass dies nicht gelungen ist, liegt einerseits an der Verwendung des Mikroskops im Vakuum, wodurch keine Immersionsobjektive verwendet werden können. Andererseits ist die Leistung des zur Verfügung stehenden Lasers sehr begrenzt. Ein neuer Laser mit einer wesentlich größeren Endleistung sollte in der Lage sein, die Auflösung noch weiter zu verbessern. Auch eine Stabilisierung der Laserintensität wäre sinnvoll. Bei der Aufnahme und Auswertung der Bilder ist immer wieder ein starkes Rauschen in der Fluoreszenzintensität aufgefallen. Da der Laser, mit dem Powermeter deutlich messbar, teilweise um mehrere hundert Mikrowatt in der Leistung schwankt, wäre dies vielleicht eine Möglichkeit die Qualität der Bilder und damit die Auflösung weiter zu verbessern.

Ein entscheidender Faktor bei der Steigerung der Auflösung scheint auch die Einkopplung des Laserstrahls in das Mikroskopobjektiv zu sein. Bisher ist es nicht gelungen, einen Weg zu finden, wie diese reproduzierbar und vor allem ausreichend gut gelingen könnte. Sollte solch ein Weg gefunden werden, müsste dies eine entscheidende Verbesserung in der Auflösung des Mikroskops bringen.

Insgesamt sollte es künftig mithilfe des hier vorgestellten Verfahrens möglich sein, mit einigen kleineren Verbesserungen des bisherigen Aufbaus, NV-Zentren deterministisch, hochauflösend und in Mustern beliebiger Größe zu implantieren und somit das Problem der Skalierbarkeit für NV-Zentren in Diamant zu lösen. Das wäre ein großer Schritt für die Verwendung von Stickstofffehlstellen zur Quanteninformationsverarbeitung.

## Literaturverzeichnis

- [BMR<sup>+</sup>11] R. Batabyala, J. C. Mahatoa, A. Roya, S. Roya, L. Bischoff, and B. N. Dev. Lateral straggling and its influence on lateral diffusion in implantation with a focused ion beam. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 269(9), 2011.
- [BNT<sup>+</sup>09] G. Balasubramanian, P. Neumann, D. Twitchen, M. Markham, R. Kolesov, N. Mizuochi, J. Isoya, J. Achard, J. Beck, J. Tissler, V. Jacques, P. R. Hemmer, F. Jelezko, and J. Wrachtrup. Ultralong spin coherence time in isotopically engineered diamond. *Nature Materials*, 8:383–387, 2009.
- [BQ86] G. Binnig and C. F. Quate. Atomic force microscope. *Nature Materials*, 56(9):930–933, 1986.
- [BS04] L. Bergmann and C. Schäfer. Lehrbuch der Experimentalphysik 3: Wellenund Teilchenoptik. de Gruyter, Berlin, 2004.
- [Dem09] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2, fünfte Auflage*. Springer, Berlin Heidelberg, 2009.
- [DiV00] D. P. DiVincenzo. The physical implementation of quantum computation. Fortschritte der Physik, 48:9–11, 771–783, 2000.
- [DJ92] D. Deutsch and R. Jozsa. Rapid solutions of problems by quantum computation. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 439:553, 1992.
- [Ege05] R. F. Egerton. Physical Principles of Electron Microscopy. Springer Science+Business Media, Inc., New York, 2005.
- [GDT<sup>+</sup>97] A. Gruber, A. Dräbenstedt, C. Tietz, L. Fleury, J. Wrachtrup, and C. von Borczyskowski. Scanning confocal optical microscopy and magnetic resonance on single defect centers. *Science*, 276:2012–2014, 1997.
- [Hel03] S. H. Hell. Toward fluorescence nanoscopy. *Nature Biotechnology*, 21(11):1347–1355, 2003.
- [HGA08] R. Hanson, O. Gywat, and D. D. Awschalom. Room-temperature manipulation and decoherence of a single spin in diamond. arXiv:quantph/0608233v2, 2008.

- [HGN<sup>+</sup>11] M. V. Hauf, B. Grotz, B. Naydenov, M. Dankerl, S. Pezzagna, J. Meijer, F. Jelezko, J. Wrachtrup, M. Stutzmann, F. Reinhard, and J. A. Garrido. Chemical control of the charge state of nitrogen-vacancy centers in diamond. *Physical Review B*, 83(081304), 2011.
- [Jac10] G. Jacob. Fokussierung einzelner kalter Ionen zur nm genauen Dotierung von Festkörpern. Diplomarbeit, Universität Ulm, 2010.
- [JGP<sup>+</sup>04a] F. Jelezko, T. Gaebel, I. Popa, M. Domhan, A. Gruber, and J. Wrachtrup. Observation of coherent oscillation of a single nuclear spin and realization of a two-qubit conditional quantum gate. *Physical Review Letters*, 93(130501), 2004.
- [JGP<sup>+</sup>04b] F. Jelezko, T. Gaebel, I. Popa, A. Gruber, and J. Wrachtrup. Observation of coherent oscillations in a single electron spin. *Physical Review Letters*, 92(076401), 2004.
- [Kan98] B. E. Kane. A silicon-based nuclear spin quantum computer. *Nature*, 393:133–137, 1998.
- [Keh11] A. Kehlberger. Entwicklung und Aufbau einer neuartigen Ionenfalle. Diplomarbeit, Universität Mainz, Institut für Physik, 2011.
- [KL12] A. Krüger and D. Lang. Functionality is key: Recent progress in the surface modification of nanodiamond. Advanced Functional Materials, 22:890–906, 2012.
- [LD08] D. Loss and P. DiVincenzo. Quantum computation with quantum dots. arXiv:cond-mat/9701055v3, 2008.
- [LKG91] G. Laufer, R. H. Krauss, and J. H. Grinstead. Multiphoton ionization of n2 by the third harmonic of a nd:yag laser: a new avenue for air diagnostics. *Optics Letters*, 16(13), 1991.
- [Mit96] Y. Mita. Change of absorption spectra in type-ib diamond with heavy neutron irradiation. *Physical Review B*, 53(11360), 1996.
- [MNR<sup>+</sup>09] N. Mizuochi, P. Neumann, F. Rempp, J. Beck, V. Jacques, P. Siyushev, K. Nakamura, D. J. Twitchen, H. Watanabe, S. Yamasaki, F. Jelezko, and J. Wachtrup. Coherence of single spins coupled to a nuclear spin bath of varying density. *Physical Review B*, 80(041201), 2009.
- [Moo65] G. E. Moore. Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics*, 38(8), 1965.
- [MPV<sup>+</sup>08] J. Meijer, S. Pezzagna, T. Vogel, B. Burchard, H. H. Bukow, I. W. Rangelow, Y. Sarov, H. Wiggers, I. Plümel, F. Jelezko, J. Wachtrup, F. Schmidt-Kaler, W. Schnitzler, and K. Singer. Towards the implanting of ions and

positioning of nanoparticles with nm spatial resolution. *Applied Physics A*, 91:567–571, 2008.

- [MSB<sup>+</sup>11] T. Monz, P. Schindler, J. T. Barreiro, M. Chwalla, D. Nigg, W. A. Coish, M. Harlander, W. Hänsel, M. Hennrich, and R. Blatt. 14-qubit entanglement: Creation and coherence. *Physical Review Letter*, 106(130506), 2011.
- [MVA12] C. Matthiesen, A. N. Vamivakas, and M. Atatüre. Subnatural linewidth single photons from a quantum dot. *Physical Review Letters*, 108(093602), 2012.
- [NMR<sup>+</sup>08] P. Neumann, N. Mizuochi, F. Rempp, P. Hemmer, H. Watanabe, S. Yamasaki, V. Jacques, T. Gaebel, F. Jelezko, and J. Wrachtrup. Multipartite entanglement among single spins in diamond. *Science*, 320:1326–1329, 2008.
- [Pho07] Hamamatsu Photonics. Photomultipliertubes -basics and applications-, third edition. *Hamamatsu Photonics K.K.*, 2007.
- [PNJ<sup>+</sup>10] S. Pezzagna, B. Naydenov, F. Jelezko, J. Wrachtrup, and J. Meijer. Creation efficiency of nitrogen-vacancy centres in diamond. New Journal of Physics, 12(065017), 2010.
- [PRB<sup>+</sup>11] S. Pezzagna, D. Rogalla, H.-W. Becker, I. Jakobi, F. Dolde, B. Naydenov, J. Wrachtrup, F. Jelezko, C. Trautmann, and J. Meijer. Creation of colour centres in diamond by collimated ion-implantation through nano-channels in mica. *Physica Status Solidi A*, 208(9), 2011.
- [PRD<sup>+</sup>11] S. Pezzagna, D. Rogalla, D.Wildanger, J. Meijer, and A. Zaitsev. Creation and nature of optical centres in diamond for single-photon emission overview and critical remarks. *New Journal of Physics*, 13(035024), 2011.
- [RDS<sup>+</sup>10] L. Rondin, G. Dantelle, A. Slablab, F. Grosshans, F. Treussart, P. Bergonzo,
  S. Perruchas, T. Gacoin, M. Chaigneau, H.-C. Chang, V. Jacques, and J.-F.
  Roch. Surface-induced charge state conversion of nitrogen-vacancy defects in nanodiamonds. *Physical Review B*, 82(115449), 2010.
- [Ros09] H. H. Rose. Geometrical Charged-Particle Optics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Heidelberg, 2009.
- [SDR<sup>+</sup>11] P. Spinicelli, A. Dréau, L. Rondin, F. Silva, J. Achard, S. Xavier, S. Bansropun, T. Debuisschert, S. Pezzagna, J. Meijer, V. Jacques, and J.-F. Roch. Engineered arrays of nitrogen-vacancy color centers in diamond based on implantation of cn- molecules through nanoapertures. *New Journal of Phy*sics, 13(025014), 2011.
- [Sho97] P. W. Shor. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *SIAM Journal on Computing*, 26:1484–1509, 1997.

- [TGR<sup>+</sup>06] Ph. Tamarat, T. Gaebel, J. R. Rabeau, M. Khan, A. D. Greentree, H. Wilson, L. C. L. Hollenberg, S. Prawer, P. Hemmer, F. Jelezko, and J. Wrachtrup. Stark shift control of single optical centers in diamond. *Physical Review Letters*, 97(083002), 2006.
- [TM06] P. A. Tipler and G. Mosca. Physik für Wissenschaftler und Ingenieure, Zweite deutsche Auflage. Elvesier GmbH, Spektrum Akademischer Verlag, München, 2006.
- [Wei11] S. Weidlich. Nachweis der Implantation einzelner Ionen in Festkörper. Diplomarbeit, Universität Mainz, Institut für Physik, 2011.
- [Wil11] D. Wildanger. Progress in Stimulated Emission Depletion (STED) Microscopy including the Optical Detection of Magnetic Resonances of Single Spins beyond the Diffraction Limit. Dissertation, Universität Heidelberg, 2011.
- [Wit05] C. Wittmann. Kontrollierbare Positionierung von Defektzentren in Diamant. Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 3. Physikalisches Institut, 2005.
- [WKN00] J. Wrachtrupp, S. Ya. Kilin, and A. P. Nizovtsev. Quantum computation using the 13c nuclear spins near the single nv defect center in diamond. *Optics and Spectroscopy*, 91(3), 2000.
- [WS08] W. M. Witzel and S. Das Sarma. Wavefunction considerations for the central spin decoherence problem in a nuclear spin bath. *Physical Review* B, 77(165319), 2008.
- [ZAB04] V. Zwiller, T. Aichele, and O. Benson. Quantum optics with single quantum dot devices. *New Journal of Physics*, 6(69), 2004.
- [Zhe10] D. Zheng. Study and Manipulation of Photoluminescent NV Color Center in Diamond. Dissertation, Ecole Normal Superieure de Cachan and East China Normal University, 2010.
- [Zie08] F. Ziesel. Spektroskopie und Transport von Ionen in einer Mikrofalle. Diplomarbeit, Universität Ulm, Institut für Quanteninformationsverabeitung, 2008.

Mainz, den 18. Oktober 2012

Ich, Sebastian Wolf, Student im Fachbereich Physik an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen, bei Zitaten kenntlich gemachten, Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

SEBASTIAN WOLF