

Entwicklung eines hochauflösenden Ionenmikroskops für kalte Atome

Dissertation

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard Karls Universität Tübingen
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von
Hannah Dinesch (geborene Schefzyk)
aus Marburg

Tübingen
2016

Gedruckt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Eberhard Karls Universität Tübingen.

Tag der mündlichen Qualifikation: 15.04.2016

Dekan: Prof. Dr. Wolfgang Rosenstiel

1. Berichterstatter: Prof. Dr. József Fortágh

2. Berichterstatter: Prof. Dr. Claus Zimmermann

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen ionenoptischer Systeme	5
2.1	Theoretische Grundlagen	5
2.1.1	Ionen in elektrostatischen Feldern	5
2.1.2	Ionentrajektorie	6
2.2	Elektrostatische Linsen	8
2.2.1	Einzellinse	9
2.3	Aberrationen	10
2.3.1	Monochromatische Aberrationen	11
2.3.2	Chromatische Aberration	15
2.4	Punktspreiz-und Modulationstransferfunktion	16
2.5	Auflösungsvermögen	18
3	Simulation der Ionenoptik	21
3.1	Simulationsprogramm	21
3.2	Simulationsbedingungen	22
3.2.1	Technische Rahmenbedingungen	22
3.2.2	Anfangsbedingung der Ionen	23
3.3	Elektrodengeometrie	23
3.4	Charakterisierung der Ionenoptik	27
3.4.1	Vergrößerung	28
3.4.2	Aberrationen	31
3.4.3	Punktspreizfunktion	36
3.4.4	Modulationstransferfunktion	37
3.4.5	Abbildung einer Teststruktur	40
3.5	Experimentelle Toleranzen	40
3.5.1	Mechanische Asymmetrie	40
3.5.2	Spannungsinstabilität	42
3.5.3	Raumladung	43
4	Experimenteller Aufbau	45
4.1	Ionenoptik	45
4.2	<i>Microchannel Plate (MCP)</i> und <i>Delay Line Detector</i>	48
4.3	Magneto-optische Falle	50
4.3.1	Quadrupolfeld	50

4.3.2	MOT Lasersystem	51
4.4	Photoionisation	53
4.4.1	Energieübertrag	53
4.4.2	Ionisationsrate	54
4.4.3	Photoionisations Lasersystem	54
4.5	Vakuumkammer	54
5	Experimentelle Ergebnisse	57
5.1	Flugzeitmessung	57
5.2	Aberrationen	59
5.2.1	Monochromatische Aberration	59
5.2.2	Chromatische Aberration - Schärfentiefe	61
5.3	Abbildung der USAF 1951 Teststruktur	64
5.4	Abbildung eines optischen Gitters als Teststruktur	68
5.4.1	Vergrößerungen	70
5.4.2	Kontrast und Modulationstransferfunktionen	71
5.4.3	Bildverarbeitung	76
6	Zusammenfassung und Ausblick	81

Kapitel 1

Einleitung

Seit Beginn der Entwicklung des Mikroskops um 1595 haben sich optische Abbildungen zu einem einzigartigen Verfahren entwickelt um detailreiche Informationen von Objekten zu erhalten. Mit der Entdeckung der Fotografie um 1800 wurde es erstmals möglich diese Daten zunächst analog und mittlerweile digital zu speichern. Die Entwicklung verschiedener Abbildungsmethoden erweiterte dies mit der Möglichkeit untersuchte Objekte hochauflösend zu vergrößern, in ihr Inneres vorzudringen oder eine Topographie ihrer Oberfläche zu erstellen. Somit werden immer mehr ursprünglich unerreichbare Eigenschaften zugänglich und speicherbar. Die einzusetzende optische Abbildungsmethode hängt hierbei maßgeblich von dem abzubildenden Objekt und dessen zu untersuchenden Eigenschaften ab. Je nach Anforderung können Licht-, Röntgen-, Elektronen- oder Ionenstrahlen mit entsprechenden Linsen für eine Schnappschuß- oder sogar Echtzeitabbildung auf einem Detektor eingesetzt werden.

Mit dem Entdecken und Erzeugen neuartiger Objekte ändern sich zugleich die Anforderungen an die Abbildungsmethode. Dies ist auch der Fall bei kalten Atomwolken die seit den erheblichen Fortschritten in der Laserkühlung [Chu85] ungebrochenes Forschungsinteresse wecken. Insbesondere aus der Möglichkeit experimentell mit dem Bose-Einstein-Kondensat [And95; Dav95] ein makroskopisches Quantenobjekt zu realisieren, welches die Simulation von quantenmechanischen Prozessen ermöglicht, folgten neue Anforderungen an die Abbildung. Neben der Quantensimulation von Festkörpermodellen liegt ein Forschungsschwerpunkt auf der Untersuchung von möglichen Qubits für die Entwicklung der Quanteninformationstechnologie. Hierfür liefern Rydbergatome [Gal94] in ultrakalten Atomwolken aufgrund ihrer hohen Kohärenzzeit und starker langreichweitiger Wechselwirkung mit anderen Atomen einen Ansatz [Saf10] und sind deshalb für neue Abbildungsmethoden von besonderem Interesse. Um viele Eigenschaften wie die Ausheillänge (*healing length*) in einem Bose-Einstein-Kondensat oder die Atom-Anordnung in einem optischen Gitter, welche mit wenigen hundert *nm* unter der lichtoptischen Beugungsgrenze liegen kann, zu untersuchen werden häufig auch Abbildungen mit einer räumlichen Auflösung unter dem lichtoptischen Beugungslimit benötigt.

Aufgrund dieser vielfältigen Forschungsziele an Quantengasen entwickelt sich ein breites Spektrum verschiedener Abbildungsmethoden. Sowohl lichtoptische als auch teilchenoptische Abbildungsmethoden kommen je nach experimentellen Anforderungen zum Einsatz. Eine Standardmethode für die Darstellung kalter Atomwolken findet man mit der Absorptionsabbildung [Ket99]. Diese setzt eine ausreichend hohe optische Dichte des Quantengases voraus, um einen kontrastreichen Schatten der Atomwolke, durch Absorption von resonantem Laserlicht, abzubilden. Die damit verbundene Zerstörung des abzubildenden Quantengases lässt sich mit einer anderen Methode, der Phasenkontrastabbildung, umgehen. Hierbei gehen durch Einsetzen von nicht-resonantem Licht nur wenige Atome verloren, was es ermöglicht hunderte

Bilder von demselben Kondensat aufzunehmen [And96]. Auch für diese Methode wird jedoch eine hohe Atomdichte vorausgesetzt.

Bei besonderen Anforderungen, wie einer zerstörungsfreien optischen Abbildung mit Einzelatom-Auflösung, auch bei geringer atomarer Dichte, hat sich die Fluoreszenzabbildung bewährt. Hierbei wird die durch Laserkühlung entstehende Fluoreszenz von gefangenen Atomen abgebildet. Über den Einsatz von Lichteoptik mit hoher numerischer Apertur kann eine räumliche Auflösung von 600nm (Vergrößerung $M \approx 78$) [Bak09] bzw. 700nm ($M \approx 128$) [She10] erreicht werden. Mit diesem Quantengasmikroskop wurden 2-dimensionale Quantengase in einem optischen Gitter mit Einzelatom-Auflösung abgebildet. Die geringe Detektionseffizienz von Fluoreszenzphotonen führt jedoch zu langen Belichtungszeiten. Desweiteren verursachen Streuprozesse, dass nur Gitterplätze mit ungeradzahlig Atomzahl am Gitterplatz als besetzt abgebildet werden. Das Quantengasmikroskop konnte bereits auf die Abbildung von zwei Gitterschichten erweitert werden, was neben der Darstellung von geradzahlig besetzten Gitterplätzen auch eine Auflösung des Hyperfein-Zustands der Atome erlaubt [Pre15].

Absorptions-, Phasenkontrast- und Fluoreszenzabbildungsmethoden funktionieren gut bei Atomen welche einen geschlossenen Anregungszyklus besitzen. Dabei können mehrfach Photonen gestreut werden, welche bei Wellenlängen im sichtbaren oder NIR-Bereich mit CCD-Chips detektiert werden. Für Alkalimetall-Rydbergatome sind diese Methoden deshalb nur über die Beobachtung von Atomverlusten für einzeln lokalisierte Atome geeignet [Urb09; Gae09]. Für Erdalkali-Rydbergatome, bei welchen man einen entsprechenden Zyklus für das zweite Valenzelektron findet, sind sie jedoch direkt anwendbar [McQ13]. Alkalimetall-Rydbergatome werden deshalb traditionell teilchenoptisch detektiert. Neben den zeitlich hochauflösenden *channel electron multiplier* Detektoren bieten Mikrokanalplatten (*MCPs*) eine Möglichkeit der räumlichen Auflösung. Sie wurden bereits intensiv für die räumliche Abbildung von kalten Elektronen- und Ionenstrahlen, welche über Photoionisation aus einer magneto-optischen Falle erzeugt werden, genutzt [Rei09; Han08; Cla07]. Die Weiterentwicklung von *MCPs* in Kombination mit *Delay Line* Detektoren, sowie Fortschritte der Digitalisierungselektronik, ermöglichen es zudem teilchenoptische Abbildungen in Echtzeit aufzunehmen [Sob88; Fri96].

Für eine teilchenoptisch Abbildung von Alkali-Rydbergatomen werden diese ionisiert und Ionen oder Elektronen für eine räumliche Auflösung auf einen *MCP* mit *Delay Line* Detektor oder Phosphorplatte geleitet. Dies erfolgt für die restliche Atomwolke im Grundzustand zerstörungsfrei. Mit etwa 50ns wird eine wesentlich höhere zeitliche Auflösung als bei den zuvor beschriebenen lichteoptischen Methoden ($200 - 1000\mu\text{s}$) erreicht. Über Ionisation an einer Spitze und Beschleunigung der Ionen in deren divergenten radialen Feld wurden bereits Rydberg-Anregungen mit einer räumlichen Auflösung kleiner als $1\mu\text{m}$ ($M \approx 320$) detektiert [Sch11]. Räumlich strukturierte Rydberganregungen konnten auch bereits über die Detektion von über Photoionisation erzeugten Ionen aus einer magneto-optischen Falle mit einer Auflösung von $25\mu\text{m} \cdot 14\mu\text{m}$ abgebildet werden ($M \approx 46$) [Bij15].

MCPs eignen sich auch als 3-dimensionaler nicht zerstörungsfreier Einzelatomdetektor. Dies kam bereits für ultrakaltes metastabiles *He* zum Einsatz. Hierbei wird die Atomwolke auf *MCPs* fallen gelassen. Dort löst sie Elektronenwolken aus, welche auf einem *Delay Line* Detektor mit räumlicher und zeitlicher Auflösung detektiert werden. Bei dieser Methode kann die zeitliche Komponente in eine dritte räumliche Komponente (*z*-Richtung) umgerechnet werden, was eine 3-dimensionale Abbildung ermöglicht. Es wird so eine räumliche Auflösung von $250\mu\text{m}$ in *x*- und *y*-Richtung und von 2nm in *z*-Richtung erreicht [Sch05]. Auch durch 2- und 3-Körperstöße mit dem Hintergrundgas entstehende He-Ionen werden so detektiert um über sie die atomare Dichte der Falle zu bestimmen [Sei03].

Eine weitere teilchenoptische Abbildungsmethode für Quantengase, welche auf Ionendetektion über einen *channel electron multiplier* basiert, liefert die Rasterelektronenmikroskopie. Hierbei wird mit einer

Auflösung von 100nm , gegeben durch den Durchmesser des verwendeten Elektronenstrahls, die räumliche Position von einzelnen Atomen oder Rydbergatomen in einem optischen Gitter durch Punkt für Punkt Abrasterung detektiert [Ger08; Man14].

Am Physikalischen Institut der Universität Tübingen wurde bereits eine Methode zur Einzelatomdetektion, ohne räumliche Auflösung, mittels Photoionisation entwickelt [Kra07; Sti10]. Diese bietet die prinzipielle Möglichkeit mit hoher zeitlicher Auflösung in-situ statische und dynamische Prozesse in kalten Quantengasen zu beobachten. Hierfür werden Teilproben aus einer kalten Atomwolke mittels Photoionisation extrahiert und durch eine Ionenoptik auf einen *channel electron multiplier* Detektor geleitet. Er misst die Auftreff-Ereignisse mit hoher zeitlicher Auflösung in Echtzeit. Das erlaubt direkte Rückschlüsse auf die Dichteverteilung der Atomwolke zu ziehen ohne diese zu zerstören.

Eine Erweiterung dieser zeitlich hochauflösenden zerstörungsfreien Einzelatomdetektionsmethode beinhaltet eine zusätzliche räumliche Auflösung unter der lichtoptischen Beugungsgrenze. Dies soll es ermöglichen zeitliche und räumliche Korrelationsmessungen in Echtzeit durchzuführen. Um einen entsprechenden Ionendetektor, bestehend aus *MCPs* in Kombination mit einem *Delay Line* Detektor, zu nutzen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein hochauflösendes Ionenmikroskop für Quantengase entwickelt, gebaut und in Betrieb genommen. Ionenoptische Simulationen führten zu der Entscheidung vier rotationsymmetrische, elektrostatische Ionenlinsen einzusetzen. Diese führen, über Photoionisation in einer magnetooptischen Falle erzeugte, Rubidiumionen auf den Detektor. Man erhält eine indirekte Abbildung kalter Atome bei einer von 10fach bis zu 1050fach variablen Vergrößerung. Bei einer hohen zeitlichen Auflösung kann somit zusätzlich eine räumliche Auflösung unter dem optischen Beugungslimit erreicht werden. Aus Simulationen folgt ein theoretisches Auflösungsvermögen von 30nm nahe der ionenoptischen Achse und 100nm bei großen Distanzen zur ionenoptischen Achse.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in folgende Abschnitte. Das erste Kapitel liefert eine kurze Einführung in die theoretischen Grundlagen der Ionenoptik. Neben der Berechnung von Ionenbahnen in elektrostatischen Feldern liegt ein weiterer Schwerpunkt auf ionenoptischen Linsenfehlern. Das zweite Kapitel beschreibt die zur Wahl und Charakterisierung der Ionenlinsen durchgeführten ionenoptischen Simulationen. Die Umsetzung der Ionenoptik in einem experimentellen Aufbau mit kalten Atomen unter Ultrahochvakuum-Bedingungen wird anschließend im dritten Kapitel geschildert. Auch der experimentell eingesetzte Photoionisationsprozess und der Ionendetektor, bestehend aus Mikrokanalplatten und *Delay Line* Detektor, werden hier beschrieben. Das vierte Kapitel liefert abschließend erste experimentelle Ergebnisse der Ionenoptik. Neben ionenoptischen Abbildungen von verschiedenen Teststrukturen werden auch Messungen der Flugzeit der Ionen und Linsenfehler dargelegt.

Kapitel 2

Grundlagen ionenoptischer Systeme

Die Ionenoptik befasst sich analog zur Elektronenoptik mit teilchenoptischen Strahlführungssystemen zur Fokussierung, Kollimierung und Abbildung von Ionenstrahlen. Für die hierzu notwendige Manipulation der Teilchenbahn werden unter Vakuum-Bedingungen elektrische oder magnetische Felder genutzt.

Das Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung eines ionenoptischen Abbildungssystems, welches für in-situ Abbildungen ionisierter kalter Rubidiumatome eingesetzt werden kann. Um Vergrößerungen von bis zu 1000fach mit einer Auflösung unterhalb der lichteoptischen Beugungsgrenze zu erreichen, wurden rotationssymmetrische elektrostatische Felder eingesetzt. In dem folgenden Kapitel wird hauptsächlich auf die Wirkungsweise und Verwendung entsprechender Linsen in der Ionenoptik eingegangen.

2.1 Theoretische Grundlagen

Für den Aufbau einer Ionenoptik ist es grundlegend, optische Elemente zu finden, welche die Trajektorien der Ionen beeinflussen können. Analog zur Lichteoptik werden insbesondere Linsen benötigt. Für schwere Ionen werden hierfür elektrostatische Felder zur Brechung des Ionenstrahls verwendet. Im Gegensatz zur Elektronenoptik lassen sich magnetische Felder auf Grund der hohen Masse der Ionen nicht wirkungsvoll einsetzen [Dru84].

2.1.1 Ionen in elektrostatischen Feldern

Der Einfluss eines elektrostatischen Feldes auf Ionentrajektorien lässt sich analog zur Lichteoptik mit einem Wellenbild beschreiben. Nach deBroglie wird dem Ion eine Wellenlänge $\lambda = \frac{h}{p}$, mit dem Planckschen Wirkungsquantum h und einem Impuls p , zugeordnet [Bro23]. Wird das Ion durch eine Potentialdifferenz $\Delta\Phi = U$ beschleunigt, so ergibt sich bei Vernachlässigung relativistischer Effekte eine Teilchenwellenlänge $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}}$, abhängig von der Masse m und Ladung e des Ions. Eine Änderung des Potentials um U führt demnach zu einer Änderung der Wellenlänge des Ions.

Abbildung 2.1 a) zeigt den Übergang von einem Potentialbereich 1 in einen Potentialbereich 2. In dieser Betrachtung findet man eine sprunghafte Änderung der Potentialdifferenz von U_1 zu U_2 . Dies führt zu einer abrupten Änderung der Wellenlänge des Ions von $\lambda_1 = \frac{h}{\sqrt{2meU_1}}$ zu $\lambda_2 = \frac{h}{\sqrt{2me(U_1+U_2)}}$, die Ionentrajektorie wird gebrochen. Man erhält ein zur Lichteoptik analoges Bild, in welcher der Übergang eines Lichtstrahls von einem optischen Medium in eines mit anderer optischer Dichte zur Brechung führt. In der Ionenoptik übernehmen somit unterschiedliche Potentialbereiche die Rolle der unterschiedlichen optischen Medien.

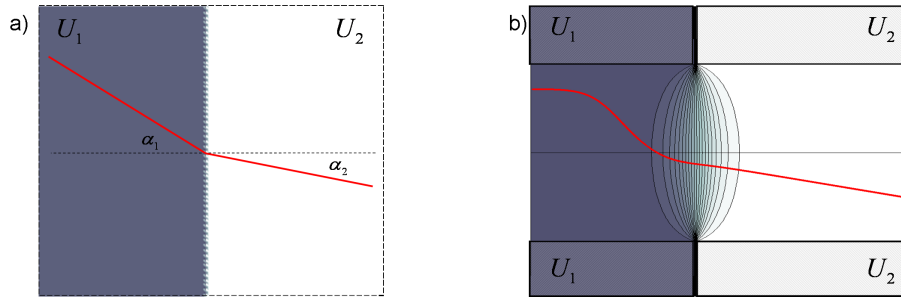


Abbildung 2.1: a) Brechung eines Ionenstrahls (rot) bei einem sprunghaften Übergang von einem Potentialbereich U_1 in einen Potentialbereich U_2 . Das Ion trifft unter einem Winkel α_1 bezüglich der optischen Achse auf den Übergang und setzt seine Trajektorie unter einem Winkel α_2 fort. [Ber04] b) Krümmung des Ionenstrahls bei dem Übergang durch die Aperturen von zwei rotationssymmetrischen Elektroden (siehe auch Abbildung 2.3 b)) auf Potentialen U_1 und U_2 . Der Ionenstrahl folgt dem sich kontinuierlich ändernden Potential.

Analog zur Lichtoptik lässt sich in paraxialer Näherung eine elektronenoptische Brechzahl n einführen und die Bahnänderung mit dem Brechungsgesetz von Snellius beschreiben [Ber04].

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \sqrt{1 + \frac{U_2}{U_1}} = \frac{\sin(\alpha_2)}{\sin(\alpha_1)} \approx \frac{n_1}{n_2} = n \quad (2.1)$$

α_1 beschreibt den Einfallswinkel des Ionenstrahls zum Flächenlot im Potentialbereich U_1 und α_2 den Ausfallswinkel zum Flächenlot im Potentialbereich U_2 .

Die Brechung des Ionenstrahls ist somit abhängig vom Verlauf des durchflogenen elektrostatischen Potentials. Scharfe Potentialänderungen sind in der Realität jedoch nicht zu finden. Sie weisen, wie in Abbildung 2.1 b) beispielhaft anhand der Ionenstrahltrajektorie durch eine rotationssymmetrische Doppel-Zylinderlinse dargestellt, grundsätzlich eine kontinuierliche Änderung auf. Im Gegensatz zur Lichtoptik kann eine Trajektorie sich nicht abrupt, wie in Abbildung 2.1 a) dargestellt, ändern.

2.1.2 Ionenstrahltrajektorie

Für die genaue Berechnung der Trajektorie eines geladenen Teilchens in einem elektrostatischen Feld muss das Potential für jeden durchflogenen Raumpunkt bekannt sein. Da die entwickelte Ionenoptik ausschließlich auf Ionenstrahltrajektorien in rotationssymmetrischen Feldern basiert, wird im Folgenden nur ein solches Feld betrachtet. Eine entsprechende Bewegungsgleichung lässt sich finden, indem die erste Maxwellsche Gleichung, der Gaußsche Satz, als Ansatz verwendet wird. Es gilt bei vernachlässigbarer Raumladung

$$\oint \epsilon_0 \vec{E} d\vec{A} = 0. \quad (2.2)$$

mit \vec{E} der elektrostatischen Feldstärke und $\epsilon_0 = 8,854187817 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$ der elektrischen Feldkonstanten. Von Interesse ist die Radialkomponente des rotationssymmetrischen Feldes. Die radialsymmetrischen Feldlinien durchdringen eine geschlossene Zylinderfläche, mit einer Länge dz , der Symmetrieachse z und dem Abstand von der Symmetrieachse r , wie in Abbildung 2.2 gezeigt. Solange die longitudinale Feldkomponente E_z unabhängig von r ist, ergibt sich [Ber04]

$$2\pi r dz E_r + \pi r^2 E_z(z + dz) - \pi r^2 E_z(z) = 0. \quad (2.3)$$

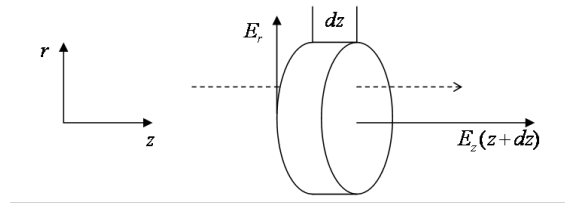


Abbildung 2.2: Betrachtung eines rotationssymmetrischen elektrostatischen Feldes. Die radialen Feldlinien durchfließen eine geschlossene Zylinderoberfläche [Ber04].

Mit $E_z(z+dz) \approx E_z(z) + \frac{dE_z}{dz}dz$ und $E_z = -\frac{dU(z)}{dz}$ folgt

$$E_r = -\frac{r}{2} \frac{dE_z}{dz} = \frac{r}{2} \frac{d^2U_z}{dz^2} \quad (2.4)$$

Geladene Teilchen erfahren demzufolge in dem rotationssymmetrischen Feld eine zum Achsenabstand r proportionale ablenkende Kraft $F_r = -eE_r$, welche für eine Fokussierung des Ionenstrahls verwendet werden kann. Für die Erzeugung einer Abbildung ist somit die radiale Feldkomponente E_r von besonderer Bedeutung [Ber04].

Zur Bestimmung der radialen Feldkomponenten ist nach Gleichung 2.4 die Kenntnis des Potentialverlaufs $U(z)$ entlang der Symmetrieachse bzw. der optischen Achse notwendig. Bei Einführung von Randbedingungen, die typischerweise durch die festgelegten Spannungen der verwendeten Elektroden gegeben sind, lässt sich der Potentialverlauf punktweise bestimmen. Hierbei kann entweder ein konstantes Potential U_0 an den Elektroden vorgegeben werden (Dirichlet-Randbedingung) oder die Potentialänderung zwischen zwei Elektroden unterschiedlichen Potentials $\vec{\nabla}U$ (Neumann-Randbedingung) [Sci06].

Betrachtet man die aus der radialen Feldkomponente resultierende radiale Bewegungskomponente des geladenen Teilchens, so erhält man nach dem zweiten Newtonschen Gesetz

$$m \frac{d^2r}{dt^2} = -eE_r = -e \frac{r}{2} \frac{d^2U(z)}{dz^2} \quad (2.5)$$

mit der Geschwindigkeit $v_z = \sqrt{2\frac{e}{m}U(z)}$ des Teilchens in z -Richtung und $\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{dz}v_z$ die Busch Gleichung

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{1}{2U} \frac{dU}{dz} \frac{dr}{dz} + \frac{1}{4U} \frac{d^2U}{dz^2} r = 0 \quad (2.6)$$

mit welcher sich die Trajektorie des Ions in einem rotationssymmetrischen elektrostatischen Feld berechnen lässt [Bus26].

Hieraus wird ersichtlich, dass für die Flugbahn $r(z)$ eines geladenen Teilchens weder die Masse noch die Ladung eine Rolle spielen. e/m tritt in der Bewegungsgleichung nicht auf. Des Weiteren bleibt die Bewegungsgleichung bei einer Änderung des Potentials um einen konstanten Faktor auf $U' = U \cdot konst$ in der Form erhalten. Das bedeutet, dass die Teilchentrajektorie $r'(z) = r(z)$ sich nicht modifiziert, solange die Potentiale aller Elektroden im gleichen Verhältnis geändert werden. Das Teilchen erfährt eine Verbiegung seiner Bahn durch die elektrostatische Kraftkomponente senkrecht zu seiner Bewegungsrichtung. Der Bahnkrümmungsradius r_r lässt sich bei Kenntnis der zur Teilchengeschwindigkeit senkrechten elektrostatischen Kraft $F_{e\perp} = -eE_{\perp}$, mit der zur Teilchentrajektorie senkrechten Feldkomponente E_{\perp} , über

Gleichsetzung mit der Zentripetalkraft $F_z = \frac{mv^2}{r_r}$ berechnen [Ber04].

$$r_r = -\frac{mv^2}{eE_{\perp}} = -\frac{2E_{kin}}{eE_{\perp}} \quad (2.7)$$

2.2 Elektrostatische LinSEN

Die Trajektorien der Ionen können mittels eines vorgegebenen Potentialverlaufs entlang der optischen Achse gesteuert werden. Der Potentialverlauf lässt sich durch verschieden angeordnete Elektroden diverser geometrischer Formen auf unterschiedlichen Potentialen manipulieren. Hierfür bieten sich Ionenlinsen verschiedener Konfigurationen an. Zum einen werden rotationssymmetrische Linsen wie Aperturlinsen, Immersionslinsen und Einzellinsen verwendet, zum anderen geometrisch asymmetrische Linsen wie Quadrupol-, Hexapol-, Oktopollinsen etc. (Mehrpollinsen). Eine Auswahl elektrostatischer Linsen ist in Abbildung 2.3 skizziert.

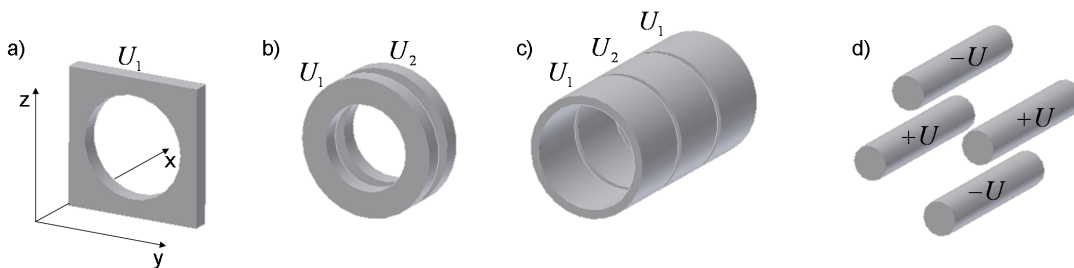


Abbildung 2.3: Geometrische Darstellung von Elektroden für elektrostatische Linsen. a) Aperturlinse b) Doppel-Zylinderlinse (Immersionlinse) c) Einzellinse d) Quadrupollinse [Dru84]. Die optische Achse verläuft parallel zur x-Achse mittig durch die Elektroden.

Zur Veranschaulichung der Wirkungsweise elektrostatischer Linsen bietet sich nach Gleichung 2.6 die Darstellung über ihre Äquipotentiallinien an. Diese sind durch die Geometrie der Elektroden und die an diesen angelegten Spannungen bestimmt. Die Fokussierung bzw. Defokussierung erfolgt in den Bereichen von Potentialänderungen. Die Gesamtwirkung einer Linse folgt daraus, welchen Linsenbereich die geladenen Teilchen langsamer durchqueren. Dies ist, bedingt durch die Beschleunigung der Ionen in dem Potentialverlauf einer Rundlinse, immer die fokussierende Wirkung. Abbildung 2.4 zeigt den Potentialverlauf einer Rundlinse und einer Quadrupollinse. Die geometrischen Darstellungen der zugehörigen Elektroden finden sich in Abbildung 2.3 c) und d).

Bei Rundlinsen verlaufen die Äquipotentiallinien nahe der optischen Achse nahezu parallel. Die radiale Feldkomponente ist achsenfern stärker als achsennah, was dazu führt, dass achsennahe Ionenbahnen schwächer gebrochen werden als achsenferne. Bei Mehrpollinsen ist das Gegenteil der Fall, nahe der optischen Achse, welche hier der x-Achse entspricht, ist die radiale Feldkomponente stärker. Man spricht deshalb bei Mehrpollinsen von stark fokussierenden Linsen und bei Rundlinsen von schwach fokussierenden Linsen.

Im Gegensatz zu rotationssymmetrischen Linsen fokussieren nicht rotationssymmetrische Linsen Ionen nicht in allen Raumrichtungen sondern, wie z.B. die Quadrupollinse, nur in einer transversalen Richtung und defokussieren in der anderen. Eine Ionenbahn wird in Richtung des steigenden Potentialverlaufs fokussiert und in Richtung des sinkenden Potentialverlaufs aufgefächert. Mehrpollinsen können somit zur Korrektur der in Kapitel 2.3 beschriebenen Linsenfehler verwendet werden. Des Weiteren wird ihre starke Fokussierung bei Ionenoptiken für hohe Teilchenenergien eingesetzt [Dru84].

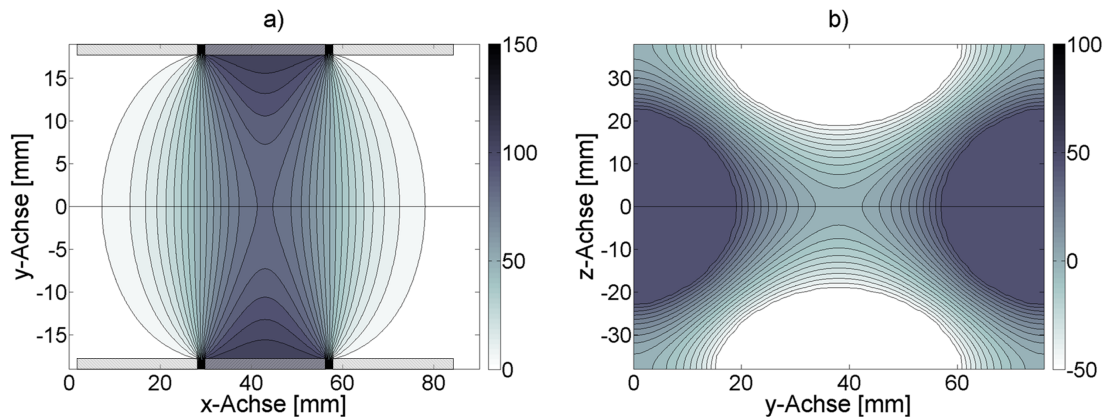


Abbildung 2.4: Potentialverlauf in Falschfarben [V] und Äquipotentiallinien a) einer schwach fokussierenden Einzellinse (Rundlinse) mit einer Spannung von $U_1 = 0V$ an den Außenelektroden und $U_2 = 110V$ an der mittleren Elektrode. b) einer stark fokussierenden Quadrupollinse (Mehrpollinse) mit zwei Stäben auf $-50V$ und zwei auf $50V$. In beiden Fällen verläuft die optische Achse entlang der x-Achse. Insbesondere in b) senkrecht zur dargestellten yz-Ebene. Die Elektroden sind in b) nicht eingezeichnet.

2.2.1 Einzellinse

Die meistverwendete Linse für niederenergetische Ionen ist die Einzellinse. Hierbei handelt es sich um drei hintereinander geschaltete rotationssymmetrische Elektroden mit einer Apertur wie es beispielhaft in Abbildung 2.3 c) skizziert ist. Typischerweise liegen die beiden äußeren Elektroden auf demselben Potential U_1 und die mittlere Elektrode auf dem Potential U_2 . Ein entsprechender Potentialverlauf ist in Abbildung 2.4 a) dargestellt. Dies bietet den Vorteil, dass die Brechung der Teilchentrajektorie, bei gleichbleibender Teilchenenergie vor und hinter der Einzellinse, variiert werden kann [Ber04].

Für kurze Einzellinsen und Teilchentrajektorien nahe der optischen Achse findet man eine Näherung zur Bestimmung der Brennweite [Ber04]

$$\frac{1}{f} \approx \frac{1}{8\sqrt{U_a}} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{dU(z)}{dz} \right)^2 U(z)^{-\frac{3}{2}} dz \quad (2.8)$$

mit U_a dem Potential außerhalb der Linse und $U(z)$ dem Potentialverlauf im Linsenbereich. z_1 und z_2 grenzen den Potentialverlauf der Einzellinse ab, außerhalb von $[z_1, z_2]$ ist das Potential konstant [Gla52].

Man sieht, dass die Brennweite einer Einzellinse immer positiv ist, sie wirkt immer fokussierend. Somit ergeben sich zwei Möglichkeiten zur Beschaltung der Einzellinse mit dem gleichen fokussierenden Effekt. Im beschleunigenden Modus ($U_2 < U_1$) durchläuft das Ion ein Potentialminimum in der Mitte der Linse, wobei es an kinetischer Energie gewinnt. Das Ion wird zwischen der ersten und der mittleren Elektrode beschleunigt und zwischen der mittleren und dritten Elektrode wieder abgebremst. Im bremsenden Modus ($U_2 > U_1$) hingegen wird das Ion zwischen der ersten und der mittleren Elektrode abgebremst und anschließend zwischen der mittleren und dritten Elektrode wieder beschleunigt. Diese beiden Optionen der Linsenbeschaltung sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Mit beiden Beschaltungen kann die gleiche Brennweite erreicht werden, hierfür ist bei beschleunigenden Einzellinsen jedoch eine wesentlich größere Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden notwendig. Beschleunigende Einzellinsen haben den Vorteil, dass die Ionentrajektorie weniger stark nach außen gekrümmt wird, weshalb viele der in Kapitel 2.3 beschriebenen Aberrationen einen schwächeren Einfluss auf das System haben. In Abbildung 2.5 wird dies über den dadurch bedingten größeren Fokusdurchmesser im bremsenden Modus im Vergleich zum beschleunigenden

Modus deutlich.

Einzellinsen können auch asymmetrisch beschaltet werden. In dem Fall haben sie eine ähnliche Funktion wie Immersionslinsen in der Lichtoptik. Während in der Lichtoptik Immersionsöl zwischen Objekt und abbildender Linse eingesetzt wird, erfolgt in der Ionenoptik ein Übergang von einem Potentialbereich in den anderen. Ein solcher Übergang findet häufig zwischen Ionenquelle und abbildender oder analysierender Ionenoptik statt [Dru84].

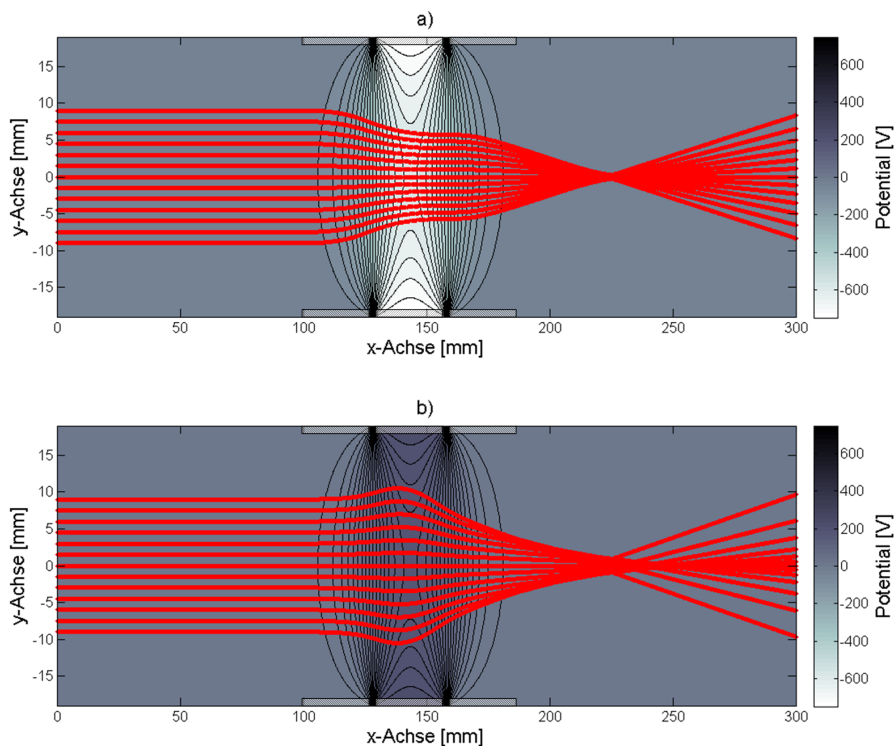


Abbildung 2.5: Ionentrajektorien (rot) von Ionen mit einer kinetischen Energie $E_{kin} = 300 \text{ eV}$ durch eine Einzellinse. a) Einzellinse im beschleunigenden Modus ($U_1 = 0 \text{ V}, U_2 = -750 \text{ V}$) b) Einzellinse im bremsenden Modus ($U_1 = 0 \text{ V}, U_2 = 229 \text{ V}$). Beide Modi führen zu derselben fokussierenden Brennweite.

2.3 Aberrationen

Das Auflösungsvermögen von ionenoptischen Systemen wird, ähnlich wie bei lichtoptischen Systemen, durch Linsenfehler beschränkt. Auch bei statischen, raumladungsfreien und rotations-symmetrischen Ionenlinsen sind sphärische und chromatische Aberrationen unvermeidbar [Sch36].

Wie in der Lichtoptik lassen die Aberrationen sich in monochromatische und chromatische Aberrationen aufteilen. Zu den monochromatischen Aberrationen gehören sphärische Aberration, Koma, Astigmatismus, Bildfeldwölbung und Verzeichnung. Zu den chromatischen die chromatische Aberration, relativistische Aberration, Raumladungsfehler und Beugungsfehler.

2.3.1 Monochromatische Aberrationen

Um den Verlauf $r(z)$ eines Ionenstrahls mit geradliniger Ausbreitung zu beschreiben, genügt die Kenntnis des Abstands r und der Steigung zur optischen Achse $r' = \tan(\alpha) \approx \alpha$, mit α dem Winkel zwischen Strahl und optischer Achse. Für eine Betrachtung mit Berücksichtigung achsenferner, schiefer Strahlen bietet es sich an, Objekt- und Bildpunkte mit komplexen Zahlen $r = x + iy$ zu beschreiben, wie es in Abbildung 2.6 dargestellt ist. Die Teilchenbahn $r(z)$ des Ionenstrahls ist demnach abhängig von dem Ionenstrahlstartpunkt g (Objektpunkt), bei r_0 mit x_0 und y_0 sowie ihrer Bewegungsrichtung und somit von den Gradienten bzgl. der optischen Achse x'_0 und y'_0 . Daraus folgt $r(z) = g(z; x_0, x'_0, y_0, y'_0)$. Eine komplette Beschreibung des Punktes erhält man genauso bei Verwendung der komplex Konjugierten von r_0 und r'_0 . Es ist dann $r(z) = f(z; r_0, r_0^*, r'_0, r'_0^*)$. Entwickelt man dies in einer Laurent Reihe, so erhält man

$$r(z) = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta \geq 0} C_{\alpha\beta\gamma\delta} r_0^\alpha r_0^{*\beta} r'_0{}^\gamma r'_0{}^{*\delta} \quad (2.9)$$

mit Koeffizienten $C_{\alpha\beta\gamma\delta}$.

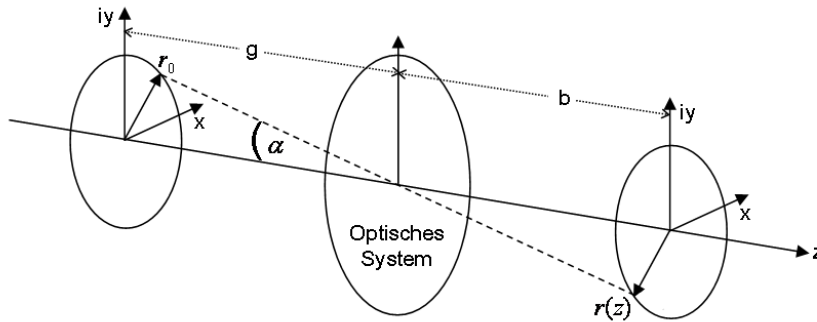


Abbildung 2.6: Verlauf einer achsenfernen, schiefer Ionentrajektorie durch ein optisches System. Die optische Achse entspricht hier der z-Achse. Objekt- und Bildpunkte werden mit komplexen Zahlen beschrieben [Mes08].

Berücksichtigt man nun, dass eine Drehung um einen Winkel θ in der Objektebene zu einer Drehung um denselben Winkel in der Bildebene führen muss, folgt mit $r_0 = r_0 e^{i\theta}$

$$r(z) e^{i\theta} = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta \geq 0} C_{\alpha\beta\gamma\delta} (r_0 e^{i\theta})^\alpha (r_0^* e^{-i\theta})^\beta (r'_0 e^{i\theta})^\gamma (r'_0{}^* e^{-i\theta})^\delta \quad (2.10)$$

$$= \sum_{\alpha\beta\gamma\delta \geq 0} C_{\alpha\beta\gamma\delta} r_0^\alpha r_0^{*\beta} r'_0{}^\gamma r'_0{}^{*\delta} e^{i\theta(\alpha-\beta+\gamma-\delta)} \quad (2.11)$$

die Bedingung

$$\alpha - \beta + \gamma - \delta = 1. \quad (2.12)$$

Um in der Entwicklung gewährleisten zu können, dass die bei einer Abbildung entstehende Spiegelung ($\theta = \pi$) an der optischen Achse beschrieben wird, können gerade Potenzen in Produkten aus r'_0 und r_0 nicht auftreten. Man findet somit für die hier betrachteten rotationssymmetrischen, zentrierten Systeme eine zweite Bedingung [Mes08]

$$\alpha + \beta + \gamma + \delta = 1, 3, 5, \dots \quad (2.13)$$

Eine Betrachtung der Entwicklung in erster Ordnung, $\alpha + \beta + \gamma + \delta = 1$ und $\alpha - \beta + \gamma - \delta = 1$ führt zu $\beta = \delta = 0$ und somit zu zwei Termen in $r(z) = C_{1000}r_0 + C_{0010}r'_0$. Diese Terme beschreiben die Lage der Bildebene (C_{0010}) und den Abbildungsmaßstab M (C_{1000})

$$M = C_{1000} = \frac{B}{G} = \frac{b}{g} \quad (2.14)$$

mit B der Bildgröße, G der Gegenstandsgröße, b der Bildweite und g der Gegenstandsweite.

Die Betrachtung in dritter Ordnung $\alpha + \beta + \gamma + \delta = 3$ und $\alpha - \beta + \gamma - \delta = 1$ führt zu sechs weiteren Termen mit $\alpha + \gamma = 2$ und $\beta + \delta = 1$, beschrieben über die „Seidel-Aberrations-Koeffizienten“ $C_{\alpha\beta\gamma\delta}$

$$r(z) = C_{1000}r + C_{0010}r' + \quad (2.15)$$

$$C_{0021}r^3 + C_{1011}r^2r' + C_{0120}r^2r'' + C_{1110}r'r'^2 + C_{2001}r'r'' + C_{2100}r^3. \quad (2.16)$$

Hieraus ergeben sich die für diese Arbeit relevanten Abbildungsfehler dritter Ordnung, die sphärische Aberration (C_{0021}), die Koma (C_{1011} Koma I und C_{0120} Koma II), der Astigmatismus (C_{1110}), die Bildfeldwölbung (C_{2001}) und die Verzeichnung (C_{2100}). Sphärische Aberration, Koma und Astigmatismus führen dazu, dass das Bild unscharf wird. Bildfeldwölbung und Verzeichnung haben hingegen keinen Einfluss auf die Schärfe des Bildes sondern verzerren es. In den folgenden Absätzen werden diese Linsenfehler näher betrachtet. Fehler höherer Ordnung werden vernachlässigt.

Für ein aus mehreren brechenden Elementen bestehendes System findet man Gesamtkoeffizienten aus der Addition der Aberrationskoeffizienten der einzelnen Elemente [Hec01].

Sphärische Aberration (C_{0021})

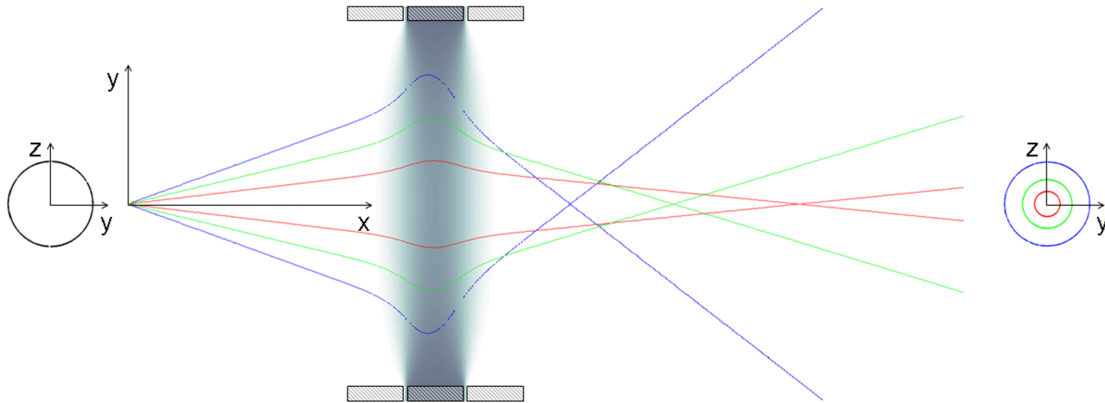


Abbildung 2.7: Links ist eine Ionenquelle aus Kreisen mit gleichem Radius aber unterschiedlichen Öffnungswinkeln dargestellt. Von diesem Objekt ausgehende Ionenstrahlen gelangen mit unterschiedlichen Eintrittswinkeln in eine Rundlinse. Die sphärische Aberration der Linse führt zu der rechts gezeigten Abbildung dieser Kreise.

Die sphärische Aberration von rotationssymmetrischen elektrostatischen Linsen ist mit einem Aberrationskoeffizienten $C_{0021} > 0$ immer positiv [Sch36]. Dies ergibt sich aus ihrer schwach fokussierenden Wirkung. Die radiale Feldkomponente wird mit größerem Abstand zur optischen Achse stärker, somit auch die zu der Ausbreitungsrichtung der Ionen senkrechte Feldkomponente E_{\perp} was nach Gleichung 2.7 zu

einem kleineren Krümmungsradius r_r der Ionenbahn führt.

Wie in Abbildung 2.7 dargestellt, werden achsenfern in die Eintrittspupille der Linse eintreffende Ionenbahnen stärker gebrochen, was im Vergleich zu achsennahen Ionenbahnen eine kürzere Brennweite der Ionenlinse bedeutet. Der Radius r_s des daraus bei der Abbildung eines Punktes entstehenden Fehlerscheibchens ist, gemäß Gleichung 2.16, abhängig von dem sphärischen Aberrationskoeffizienten C_{0021} , der Vergrößerung M und dem Öffnungswinkel α bzw. der Steigung des eintreffenden Strahls [Sis07]

$$r_s = C_{0021} M \alpha^3. \quad (2.17)$$

Die sphärische Aberration kann reduziert werden, indem der Öffnungswinkel minimiert oder die Linsenapertur vergrößert wird und die Ionen sich somit nur nahe der optischen Achse bewegen. Bei der Verwendung von mehreren Linsen kann eine gleichmäßige Verteilung der gesamten Brechkraft genutzt werden um den Einfallswinkel des Strahls auf die einzelnen Elemente möglichst klein zu halten und somit die sphärische Aberration zu minimieren. Die Elektrodenform, ihre Aperturen und die angelegten Potentiale haben über ihre Auswirkung auf den Krümmungsradius der Ionentrajektorie, einen direkten Einfluss auf den sphärischen Aberrationskoeffizienten C_{0021} . Eine Korrektur der sphärischen Aberration ist mittels mehrerer stark fokussierender Mehrpollinsen, welche einen negativen Aberrationskoeffizienten C_{0021} besitzen können, möglich.

Astigmatismus (C_{1110})

Ein weiterer monochromatischer Abbildungsfehler entsteht, wenn ein Ionenstrahlbündel schief aus einem Abstand $r > 0$ zur optischen Achse in die rotationssymmetrische elektrostatische Linse gelangt (siehe Abbildung 2.8). Die Schnittfläche zwischen dem Strahlbündel und den Äquipotentialflächen der Linse bildet eine Ellipse. Die Äquipotentialflächen besitzen demzufolge für das Strahlbündel zwei unterschiedliche Krümmungsradien und somit unterschiedliche Brechkräfte. Die Fokussierung durch die Linse führt zu einem nicht-punktförmigen Fokus.

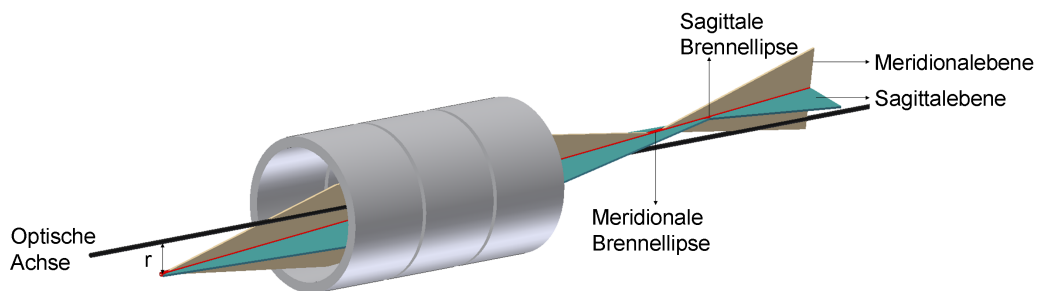


Abbildung 2.8: Der Astigmatismus führt bei schief mit einem Abstand r von der optischen Achse eintreffenden Strahlen zu unterschiedlichen Brennweiten in der Meridional- und Sagittalebene.

Der Astigmatismus lässt sich gut über eine Betrachtung des Strahlverlaufes in der Meridional- und Sagittalebene des optischen Systems beschreiben. Die Meridionalebene beinhaltet einen durch die Linsenmitte verlaufenden Hauptstrahl sowie die optische Achse. Parallel zu ihr verläuft somit die Hauptachse des elliptischen Strahlbündels. Strahlen in diesem Schnitt werden stärker gebrochen als Strahlen im sagittalen Schnitt. Die Sagittalebene enthält ebenfalls den Hauptstrahl und ist senkrecht zur Meridionalebene

ausgerichtet. Parallel zu ihr verläuft somit die Nebenachse des elliptischen Strahlbündels.

Insgesamt führt dieser Effekt dazu, dass ein schiefer achsenferner Strahl nicht in einem Punkt fokussiert werden kann. Stattdessen findet man nach dem Durchlaufen der Linse erst eine meridionale Brennellipse und anschließend eine senkrecht dazu orientierte sagittale Brennellipse. Die führt in der Abbildung eines Bildpunkts zu einem Fehlerscheibchen. Zwischen meridionaler Bildellipse und sagittaler Bildellipse liegt ein Kreis mit kleinst möglichem Radius r_a , welcher gemäß Gleichung 2.16 von dem Öffnungswinkel und dem Quadrat des Achsenabstandes abhängt

$$r_a = C_{1110} M \alpha r^2. \quad (2.18)$$

Der Astigmatismus führt zu einer Aufspaltung der nur in paraxialer Näherung ebenen Bildebene, in eine meridionale und eine sagittale Bildschale [Hec01].

Koma (C_{1011} / C_{0120})

Eine Kombination aus sphärischer Aberration und Astigmatismus findet man, wenn Teilchenstrahlen mit einem Öffnungswinkel α in einem Abstand r von der optischen Achse starten. In diesem Fall verlieren sie ihre Rotationssymmetrie bezüglich der optischen Achse. Die vom Achsenabstand abhängige Brechkraft der schwach fokussierenden elektrostatischen Linse führt dann wie in Abbildung 2.9 dargestellt, zu einer kometenschweifartigen Verzerrung der Gegenstandspunkte. Dieser Abbildungsfehler wird Koma genannt. Wie man Gleichung 2.16 entnehmen kann, ist die Koma abhängig von dem Abstand des Gegenstandspunktes von der optischen Achse und quadratisch von der Steigung des eintreffenden Strahls. Man kann dem Bildpunkt kein kreisförmiges Fehlerscheibchen zuordnen, aus einem Objektpunkt entsteht stattdessen ein Bildpunkt r_k mit von der optischen Achse weg geneigtem Schweif.

$$r_k = (C_{1011} + C_{0120}) M \alpha^2 r \quad (2.19)$$

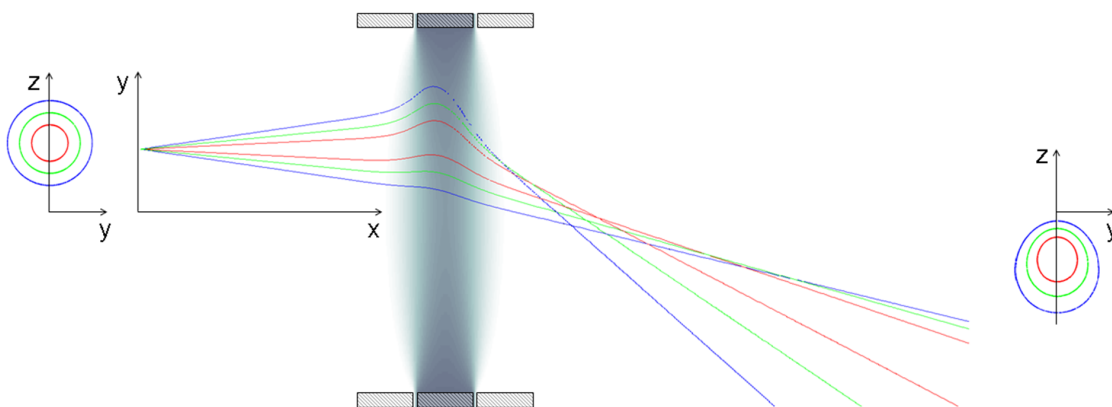


Abbildung 2.9: Links ist eine Ionenquelle bestehend aus Kreisen mit unterschiedlichen Radien mit einem Abstand von der optischen Achse dargestellt. Von diesem Objekt ausgehende Ionenstrahlen treffen schief mit unterschiedlichen Eintrittswinkeln in eine Rundlinse. Dies führt zu einem Komaschweif bei der rechts gezeigten Abbildung.

Bildfeldwölbung (C_{2001}) und Verzeichnung (C_{2100})

Als direkte Folge aus der Abhängigkeit der radialen Feldstärke vom Achsenabstand in rotationssymmetrischen Linsen ergeben sich Verzeichnung und Bildfeldwölbung. Die Bildebene verschiebt sich rotationssymmetrisch abhängig vom Achsenabstand und Öffnungswinkel des Ionenstrahls. Ein scharfes Bild wäre wie in der Lichtoptik nur auf einer gekrümmten Fläche, der sogenannten Petzvalfläche, zu erhalten [Hec01]. Abbildung 2.10 stellt diese Aberration schematisch dar. Der Krümmungsradius der Petzvalfläche ist umgekehrt proportional zur Brennweite der Linse. Bei vorhandenem Astigmatismus findet man eine meridionale und eine saggittale Bildebene. Die Bildfeldwölbung ist wie in Gleichung 2.16 beschrieben von dem Quadrat des Achsenabstandes und der Steigung, bzw. dem Öffnungswinkel, abhängig.

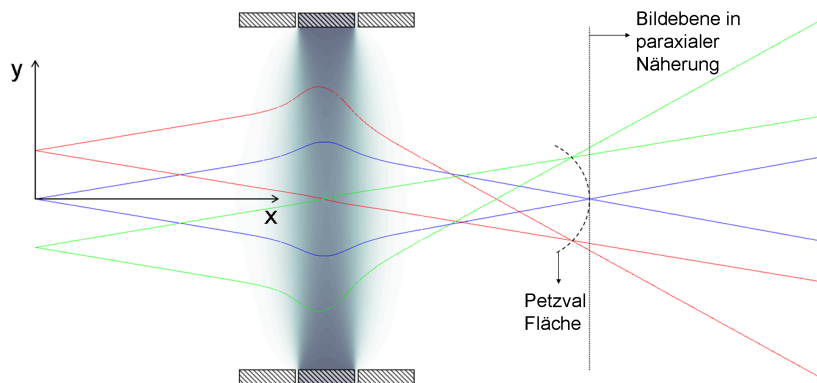


Abbildung 2.10: Durch die Bildfeldwölbung werden Ionenquellenpunkte mit unterschiedlichen Abständen von der optischen Achse nicht auf einer Bildebene, sondern auf einer gekrümmten Bildfläche, der Petzvalfläche, abgebildet. Dies hat keinen Einfluss auf die Schärfe des Bildes sondern führt zu einer Bildverkrümmung.

Zugleich führt die Abhängigkeit der Linsenbrennweite vom Achsenabstand r zu einer Abhängigkeit der Vergrößerung M vom Achsenabstand r . Dies nennt man Verzeichnung, Gleichung 2.16 ist zu entnehmen, dass hierbei Bildpunkte um eine Distanz $\Delta r_V = C_{2100} M r^3$ zur optischen Achse oder von ihr weg geschoben werden. In Abbildung 2.11 wird dieser Effekt anschaulich dargestellt.

Der Verzeichnungskoeffizient lässt sich bei linearer Verzeichnung über einen direkten Vergleich von achsennaher M_{Achse} und achsenferner M_{Rand} Vergrößerung bestimmen. Man findet $C_{2100} = \frac{M_{Achse}}{M_{Rand}} - 1$ [Kle53]. Wird die Vergrößerung mit wachsendem Abstand von der optischen Achse größer, so spricht man von einer kissenförmigen Verzeichnung, wird sie hingegen kleiner so handelt es sich um eine tonnenförmige Verzeichnung. In beiden Fällen ist die Verzeichnung rotationssymmetrisch um ein Verzeichnungszentrum.

2.3.2 Chromatische Aberration

Die Brechung eines Ionenstrahls in einer rotationssymmetrischen elektrostatischen Linse ist abhängig von der kinetischen Energie der Ionen. Gemäss Gleichung (2.7) wird die Bahn langsamer geladener Teilchen stärker gekrümmt als die schneller geladener Teilchen. Die Brennweite der Linse ist für Teilchen niedriger Energie kürzer.

Eine Energieverbreiterung ΔE der Sollenergie E führt wie in Abbildung 2.12 dargestellt somit bei einer Vergrößerung M und einem Öffnungswinkel α zu einem chromatischen Fehlerscheibchen mit dem Radius

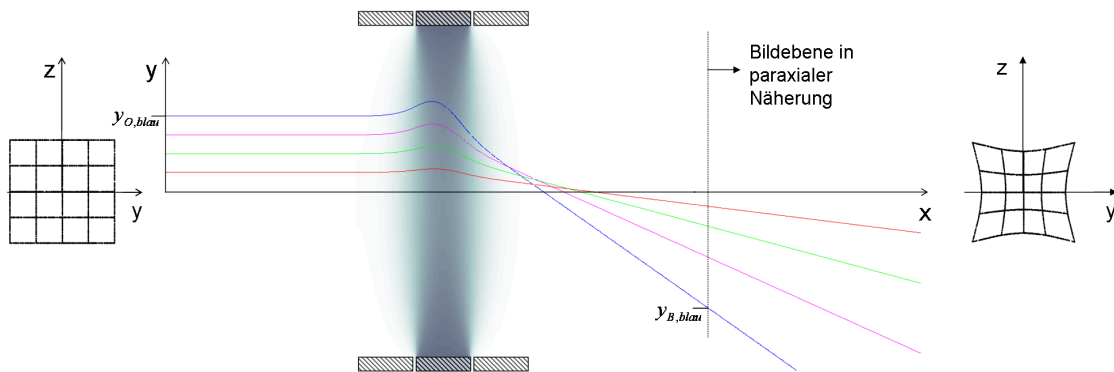


Abbildung 2.11: Links ist eine Ionenquelle aus Quadraten mit unterschiedlichen Abständen von der optischen Achse dargestellt. Von diesem Objekt ausgehende Ionenstrahlen werden mit unterschiedlichen Vergrößerungen durch die Linse abgebildet. Man findet eine kissenförmige Verzeichnung bei der rechts gezeigten Abbildung. Die Vergrößerung steigt mit dem Achsenabstand. Es ist $\frac{y_{O,rot}}{y_{B,rot}} < \frac{y_{O,grn}}{y_{B,grn}} < \frac{y_{O,magenta}}{y_{B,magenta}} < \frac{y_{O,blau}}{y_{B,blau}}$.

r_c [Sis07].

$$r_c = C_c M \alpha \frac{\Delta E}{E} \quad (2.20)$$

Entsteht die Energieverbreiterung durch eine Energiebreite der Ionenquelle, so können zur Reduzierung der relativen Energieverbreiterung Ionen vor ihrem Eintritt in ein Linsensystem stark beschleunigt werden. Auch über die verwendeten Elektrodenformen, insbesondere bei Einzellinsen über die Dicke der mittleren Linse sowie ihren Öffnungsradius, und die angelegten Spannungen kann r_c reduziert werden. Des Weiteren kann die chromatische Aberration mit stark fokussierenden Mehrpollinsen korrigiert werden.

Weitere chromatische Fehler wie relativistische Aberration, Raumladungsfehler und Beugungsfehler spielen bei Teilchenströmen aus wenigen niederenergetischen, schweren Ionen pro Sekunde keine Rolle.

2.4 Punktspreiz- und Modulationstransferfunktion

Die Punktspreizfunktion (PSF) beschreibt wie eine idealisierte Punktquelle durch ein optisches System abgebildet würde. Auch bei einer Abbildung durch eine ideale, aberrationsfreie, rotationssymmetrische Linse entsteht als Bild kein Punkt sondern, bedingt durch die mit der endlichen Größe der abbildenden Linse verbundene Fraunhoferbeugung, eine Airy Scheibe [Hec01].

Bei einer Abbildung über ein aberrationsbehaftetes Abbildungssystem beinhaltet die PSF auch Abbildungsfehler, welche ihre Symmetrie, Form und Intensitätsverteilung beeinflussen. Insgesamt kann über die Verbreiterung und Verwischung der PSF eine Aussage über die Qualität des Abbildungssystems getroffen werden [Hec01].

Da bei Ionen niedriger Energie ($E < 50 \text{ keV}$ [Dru84]), bzw. kleiner deBroglie Wellenlängen λ_{dB} , Beugung irrelevant ist, kann die PSF zu einem bildseitigen Fehlerscheibchen mit einem Durchmesser d vereinfacht werden. Dieses berechnet sich aus der quadratischen Überlagerung des Radius der abzubildenden Ionenquelle r_g , der Radien der durch monochromatische Aberrationen entstehenden Fehlerscheibchen r_s^2 , r_a und r_k (siehe Gleichungen 2.17, 2.18 und 2.19) und des Radius des durch chromatische Aberration entstehenden

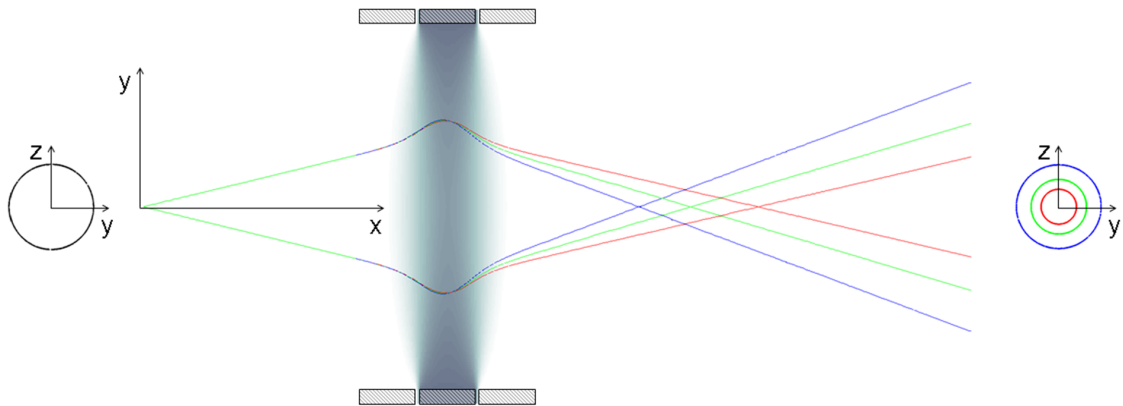


Abbildung 2.12: Ionenstrahlen unterschiedlicher kinetischer Energie durchfliegen eine Rundlinse. Ein Ionenquellpunkt lässt sich nicht in einem Bildpunkt abbilden. Die chromatische Aberration führt zu einer stärkeren Brechung für Ionenstrahlen niedriger (blau) kinetischer Energie als für Ionenstrahlen hoher (rot) kinetischer Energie.

Fehlerscheibchens r_c (siehe Gleichung 2.20) [Szi86].

$$d = 2\sqrt{r_g^2 + r_s^2 + r_a^2 + r_k^2 + r_c^2} \quad (2.21)$$

Beschreibt man die Auflösungsgrenze des optischen Systems über den Abstand, den zwei Punktquellen haben müssen, um als trennbare Strukturen in der Abbildung wahrgenommen zu werden, so kann diese Grenze mit Hilfe der PSF bzw. dem Durchmesser des bildseitigen Fehlerscheibchens bestimmt werden. Für eine genaue Beschreibung der Abbildung muss hierfür die PSF für jeden abzubildenden Objektpunkt bekannt sein.

Anschaulich lässt sich der Einfluss der PSF auf die Abbildung über eine Modulationstransferfunktion (MTF) verdeutlichen. Diese berechnet sich aus dem Betrag der Fouriertransformierten der PSF. Die MTF betrachtet den Abbildungscontrast

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.22)$$

mit maximaler Intensität I_{max} und minimaler Intensität I_{min} in Abhängigkeit von der Raumfrequenz f im Objektraum. Die MTF wird auf den Objektcontrast normiert.

$$MTF(f) = \frac{K_{Bild}(f)}{K_{Objekt}(f)} \quad (2.23)$$

Wie in Abbildung 2.13 veranschaulicht, findet man eine Abbildungsfunktion aus einer Faltung der PSF mit einer von einer Raumfrequenz abhängigen Objektfunktion. Die PSF führt zu einer stärkeren Verwischung, bzw. Kontrastabnahme, bei steigender Raumfrequenz. Setzt sich die PSF des Gesamtsystems aus mehreren Komponenten wie z.B. Linsensystem und Sensor zusammen, so berechnet sich die PSF des Gesamtsystems aus der Faltung der Komponenten

$$PSF_{Gesamt} = PSF_{Linsen} * PSF_{Sensor} \quad (2.24)$$

Analog lässt sich im Fourierraum die MTF des Gesamtsystems aus dem Produkt der Komponenten

bestimmen

$$MTF_{Gesamt} = MTF_{Linsen} \cdot MTF_{Sensor}. \quad (2.25)$$

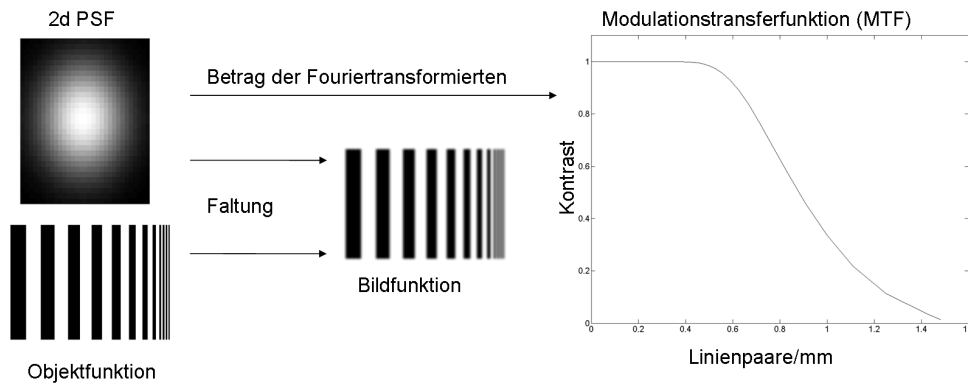


Abbildung 2.13: Dargestellt ist die Bildentstehung bei der Abbildung eines Balkengitters mit steigender Raumfrequenz. Die Bildfunktion entsteht über die Faltung der Objektfunktion mit der Punktspreizfunktion des optischen Systems. Man beobachtet eine zunehmende Verwaschung des Bildes bei steigender Raumfrequenz. Dies wird über die Abhängigkeit des Kontrastes von der Raumfrequenz in einer Modulationstransferfunktion wiedergegeben. Bestimmt wird die MTF über den Betrag der komplexen Fouriertransformierten der PSF.

2.5 Auflösungsvermögen

Die Auflösungsgrenze des abbildenden Systems wird durch den kleinsten Strukturabstand in der Objektebene bestimmt, welcher in der Bildebene noch wahrgenommen werden kann. Da dieser maßgebend von der Wahrnehmbarkeit der Intensitätsunterschiede abhängt, lässt sich die Auflösungsgrenze aus der Modulationstransferfunktion entnehmen. Typischerweise liegt der minimal detektierbare Kontrast bei 10 – 20% weshalb als Auflösungsgrenze die Ortsfrequenz definiert werden kann, bei der die MTF in diesen Bereich gesunken ist.

Die experimentell erreichbare Auflösung hängt neben der verwendeten Optik von dem verwendeten Detektor ab. Der im Rahmen dieser Arbeit eingesetzte Ionendetektor wird in Kapitel 4.2 näher beschrieben. Neben dem Signal-Rausch-Verhältnis spielt die räumliche Abtastrate des Detektors (Pixel oder Porengröße) eine maßgebende Rolle. Die Abbildung eines kontinuierlichen Objekts wird durch das räumliche Raster in diskrete Bildpunkte aufgeteilt.

Um zwei Bildpunkte voneinander unterscheiden zu können, müssen ihre Maxima untereinander mindestens einen Abstand von zwei Abtastpunkten besitzen. Dies entspricht der durch das Nyquist-Shannon-Abtasttheorem gegebenen minimalen, in diesem Fall räumlichen, Abtastfrequenz [Sha49]. Das heißt, um eine dem bildseitigen Fehlerscheibchen genügende Auflösungsgrenze zu erreichen, muss das Linsensystem die abzubildende Struktur entsprechend vergrößern. Bei einem Rasterabstand p , einem Fehlerscheibchen mit dem Durchmesser d und einer Vergrößerung M findet man die Bedingung [Wei10]

$$2p \leq Md. \quad (2.26)$$

Wird diese Bedingung erfüllt, so begrenzt die räumliche Abtaste nicht die Auflösung des gesamten Systems.

Des Weiteren kann das Signal-Rausch-Verhältnis das Auflösungsvermögen begrenzen. Für ein minimiertes Signal-Rausch-Verhältnis werden die abzubildenden Punktquellen mit einer angemessenen Belichtungszeit auf möglichst wenige Abtastpunkte abgebildet. Neben dem Dunkelrauschen und Ausleserauschen des Detektors spielt auch das Poissonsche Schrotrauschen der detektierten Ionen eine Rolle.

Kapitel 3

Simulation der Ionenoptik

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Entwicklung einer Ionenoptik zur Abbildung kalter photoionisierter Rubidiumatome mit einer Auflösung von 100nm bei einer Vergrößerung von 1000 angestrebt. Die Photoionisation soll direkt aus einer magneto-optischen Falle (MOT) erfolgen. Dadurch erzeugte Rubidiumionen sind niederenergetisch, weshalb eine aus rotationssymmetrischen elektrostatischen Linsen bestehende Ionenoptik gut eingesetzt werden kann [Dru84].

Die Rubidiumionen werden zunächst in einem Beschleunigungsfeld von den Elektronen getrennt und in die abbildende Ionenoptik geleitet. Dafür werden zwei rotationssymmetrische Elektroden (Extraktionselektroden) eingesetzt. Darauf folgen vier, mit Driftrohren verbundene, Einzellinsen (siehe Kapitel 2.2.1) um starke Vergrößerungen bei reduzierten monochromatischen Aberrationen (siehe Kapitel 2.3) zu erreichen. Schlussendlich treffen die Ionen auf einen Detektor, welcher eine digitale Abspeicherung ihres Auftreffzeitpunkts und Auftrefforts ermöglicht.

Im folgenden Kapitel werden die für den Entwurf und die Charakterisierung eines solchen Systems notwendigen Simulationen zusammengefasst. Neben der gewählten Elektrodengeometrie werden die wichtigsten Eigenschaften der simulierten Ionenoptik wie erreichbare Vergrößerungen, die durch Aberrationen begrenzte räumliche Auflösung und der Kontrast beschrieben.

3.1 Simulationsprogramm

Für das Design der Ionenoptik wurde das teilchenoptische Simulationsprogramm SIMION verwendet. Dieses kann über das Lösen der Laplace-Gleichung, bzw. dem Gaußschen Gesetz in differentieller Form (siehe Gleichung 2.2), bei geeigneten Randbedingungen das Potential für jeden Raumpunkt bestimmen und anschließend über das Lösen der Bewegungsgleichung (siehe Gleichung 2.6) Trajektorien für geladene Teilchen mit vorgegebenen Anfangsbedingungen berechnen. Die elektrischen Felder basieren auf der vom Benutzer vorgegebenen Elektrodengeometrie und Spannungsbelegung. Hierbei werden Elektronen und Ionen von SIMION generell als punktförmige Teilchen und nicht als Dipole betrachtet.

SIMION arbeitet für die Feldberechnung mit einem Potentialarray, bestehend aus einem äquidistanten quadratischen (2D) bzw. kubischen (3D) Gitter. Es berechnet den Potentialwert jedes einzelnen Gitterpunktes durch die Methode der finiten Differenzen mit optimierter Überrelaxation. Hierbei wird der Iterationsprozess beschleunigt indem die im vorhergehenden Schritt ermittelte Potentialdifferenz mit einem Relaxationsfaktor multipliziert wird. Es wird stets der Mittelwert der Potentiale der vier (2D Felder) oder sechs (3D Felder) nächsten Nachbarpunkte bestimmt. Die auf Gitterpunkten definierte Elektrodengeometrie liefert bei vorgegebenen Elektrodenpotentialen die notwendigen Randbedingungen. Zwischen den Gitterpunkten wer-

den für die Teilchenbahn notwendige Potentialwerte mit linearer Interpolation berechnet. Die Teilchenbahn wird über ein Runge-Kutta Verfahren 4. Ordnung mit optimierter Schrittweitenanpassung bestimmt [Sci06].

3.2 Simulationsbedingungen

Für die Simulationen müssen von Anfang an die im Experiment auftretenden Rahmen- und Anfangsbedingungen berücksichtigt werden. Rahmenbedingungen sind durch die verwendete Vakuumkammer, die Laserstrahlen, den Ionendetektor und die anlegbaren Spannungen gegeben. Die Elektroden sind somit durch technische Limitierungen auf bestimmte geometrische Größen und Potentiale beschränkt. Anfangsbedingungen werden durch die aus der magneto-optischen Falle erzeugten $^{87}\text{Rb}^+$ Ionen geliefert.

3.2.1 Technische Rahmenbedingungen

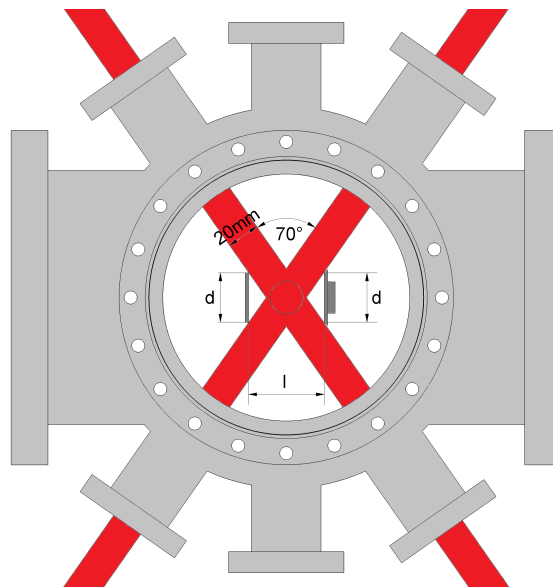


Abbildung 3.1: Skizze der zu verwendenden Vakuumkammer (hellgrau) von oben. Die Laserstrahlen (rot) treten durch Sichtfenster von außen in die Vakuumkammer und kreuzen sich in der Kammermitte. Dargestellt sind des Weiteren zwei Extraktionselektroden (dunkelgrau) mit einem Außendurchmesser d und einem Abstand l zueinander.

Die zur Erzeugung einer MOT erforderliche Vakuumkammer und die dafür notwendigen Laserstrahlen sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Die verwendeten Laserstrahlen haben bei der Nutzung von 1" Optik einen Durchmesser von etwa 20mm und sollen keinesfalls von Elektroden oder sonstigen Bauteilen abgeschnitten werden. Die horizontalen Laserstrahlen kreuzen sich unter einem Winkel von 70° in der Vakuumkammer, welche in Kapitel 4.5 genauer beschrieben wird. Dies schränkt, wie in Abbildung 3.1 dargestellt, den Außendurchmesser d und den Abstand l der Extraktions- bzw. Beschleunigungselektroden für die Extraktion der Ionen aus der MOT ein. Es wurde ein für die Anordnung geeigneter Durchmesser der rotationssymmetrischen Extraktionselektroden von $d = 30\text{mm}$ in einem Abstand $l = 46\text{mm}$ zueinander gewählt.

Weitere technische Rahmenbedingungen liefert der verwendete Ionendetektor. Hierbei handelt es sich um eine in Kapitel 4.2 näher beschriebene Kombination aus Vielkanalplatten (*Microchannel Plate stack* (MCP)) und einem *Delay Line* Detektor. Die auf einen Durchmesser von etwa 40mm begrenzte aktive Fläche des MCPs schränkt die maximal erreichbare Bildgröße ein. Des Weiteren wird für die Detektion von

Ionen eine Betriebsspannung des vorderen *MCPs* von $-2400V$ empfohlen [Roe]. Das Potential auf Höhe der Bildebene wird dadurch festgelegt. Einen maßgebenden Einfluss auf die ionenoptische Abbildung hat des Weiteren die räumliche Diskretisierung des Detektors. Diese wird durch einen Mitte-zu-Mitte Abstand der MCP Poren in Höhe von $p = 17\mu m$ festgelegt. Dies limitiert die Auflösungsgrenze der Abbildung unabhängig von der Ionenoptik auf Strukturabstände von $2 \cdot 17\mu m$ (siehe Gleichung 2.26).

Allgemein sind die anlegbaren Spannungen an den Vakuumdurchführungen auf Differenzen von maximal $3kV$ begrenzt. Dies ermöglicht bei der Verwendung unterschiedlicher Durchführungen Spannungsdifferenzen zwischen den Elektroden von bis zu $6kV$. Um Überschläge zwischen den Elektroden im Vakuum zu vermeiden sollten sie bei Spannungen von $6kV$ einen Abstand von mindestens $1mm$ zueinander haben [Dru84].

3.2.2 Anfangsbedingung der Ionen

Von besonderer Bedeutung für die Ionenoptik ist die Startenergie der Ionen. Wie in Kapitel 2.1 beschrieben hängt die Ionentrajektorie in rotationssymmetrischen elektrostatischen Linsen stark von der Ionenenergie ab.

Die $^{87}Rb^+$ Ionen werden aus einer MOT mit einer Temperatur von schätzungsweise $100\mu K$ (siehe Kapitel 4.3) über Photoionisation erzeugt. Die mittlere Energie der Teilchen beträgt somit $E_{kin} = k_B T = 8,6neV$. Durch die Photoionisation wird zusätzlich eine Energie von $0,65neV$ auf das Ion übertragen (siehe Kapitel 4.4). Insgesamt wird in den Simulationen also von einer Startenergie der Ionen von $9,3neV$ mit isotroper Bewegungsrichtungsverteilung ausgegangen.

3.3 Elektrodengeometrie

Die Geometrie der Elektroden (Aperturradius, Außenradius, Abstand zueinander) der abbildenden Ionenoptik wurde im Rahmen dieser Arbeit mittels eines .GEM ASCII files erstellt und optimiert. Da die Verwendung von rotationssymmetrischen Einzellinsen im Vordergrund stand, wurde die Elektrodengeometrie mit zylindrischer Symmetrie beschrieben. Dies reduziert den Rechenaufwand im Vergleich zu 3D Simulationen erheblich. Nicht rotationssymmetrische Elemente wurden somit nicht berücksichtigt, in Abschnitt 3.14 wird jedoch näher auf sie eingegangen. Dem in SIMION verwendeten Potentialgitter wurden bezüglich der Elektrodengröße angemessene Seitenlängen von $0,25mm$ zugewiesen und die Potentialberechnung mit einem Konvergenzziel von $5mV$ für jeden Gitterpunkt durchgeführt.

Um eine Vergrößerung von bis zu 1000 zu erreichen erfolgt die Abbildung schrittweise über bis zu drei Zwischenbilder, welche jeweils von Einzellinsen erzeugt werden. Die hierfür notwendige Verwendung von vier Einzellinsen reduziert zum einen, über einen geringeren Einfallswinkel der Ionen in die Linsen, die sphärische Aberration (siehe auch 2.3.1) und erlaubt zum anderen eine starke Vergrößerung trotz relativ niedriger Elektrodenspannungen unter $3kV$. Der Einsatz von weniger Linsen würde zu größeren Fehlerscheibchen bei gleicher Vergrößerung führen. Da mit vier Linsen gute Ergebnisse erzielt werden können wurde auf die Verwendung von mehr Linsen verzichtet. Die entwickelte Elektrodensäule ist in Abbildung 3.2 dargestellt und die genauen Maße in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die gesamte Ionenoptik ist so ausgerichtet, dass die magneto-optische Falle als Ionenquelle direkt auf der optischen Achse (x-Achse) in der Mitte zwischen den beiden Extraktionselektroden liegt. Die einzelnen Elemente werden in den folgenden Absätzen näher beschrieben.

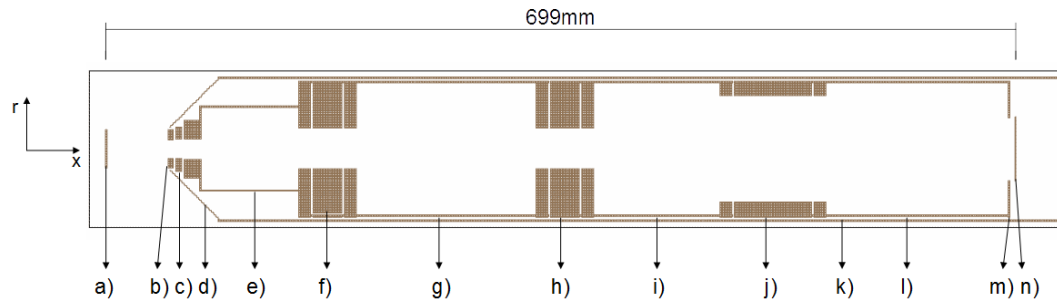


Abbildung 3.2: Schnittbild der rotationssymmetrischen Elektrodengeometrie für Simulationen mit SIMION. a) positive Extraktionselektrode, b) negative Extraktionselektrode, c) Einzellinse 1 (bestehend aus drei Elektroden, inklusive der negativen Extraktionselektrode), d) geerdeter Abschirmkegel, e) Driftrohr 1, f) Einzellinse 2 (bestehend aus drei Elektroden), g) Driftrohr 2, h) Einzellinse 3 (bestehend aus drei Elektroden), i) Driftrohr 3, j) Einzellinse 4 (bestehend aus drei Elektroden), k) geerdetes Hüllrohr, l) Driftrohr 4, m) MCP Abschirmring, n) MCP stack.

Element	Aperturradius r_i	Außenradius r_a	Länge L	Abstand d
Positive Extraktionselektrode	-	15mm	2mm	-
Negative Extraktionselektrode	6,5mm	15-17mm	5mm	46mm
Mittlere Elektrode EL1	7mm	14,5mm	5mm	1mm
Hintere Außenelektrode EL1	7,5 mm	33mm	14,5mm	1mm
Driftrohr 1	31mm	32mm	74mm	0mm
Vordere Außen Elektrode EL2	15mm	52,5mm	10mm	0mm
Mittlere Elektrode EL2	15mm	49mm	22,5mm	1mm
Hintere Außenelektrode EL2	15mm	52,5mm	10mm	1mm
Driftrohr 2	50mm	51,5mm	137,5mm	0mm
Vordere Außen Elektrode EL3	15mm	52,5mm	10mm	0mm
Mittlere Elektrode EL3	15mm	49mm	22,5mm	1mm
Hintere Außenelektrode EL3	15mm	52,5mm	10mm	1mm
Driftrohr 3	50mm	51,5mm	96,5mm	0mm
Vordere Außen Elektrode EL4	40mm	52,5mm	10mm	0mm
Mittlere Elektrode EL4	40mm	49mm	60mm	1mm
Hintere Außenelektrode EL4	40mm	52,5mm	10mm	1mm
Driftrohr 4	50mm	51,5mm	138,5mm	0mm
Abschirmring MCP	23,5mm	51,5mm	2mm	0mm
MCP front	-	25mm (>20mm aktiv)	1,5mm	3 ± 2 mm
MCP back	-	25mm (>20mm aktiv)	1,5mm	0mm

Tabelle 3.1: Maße der für die Teilchentrajektorien relevanten Elemente. Aperturradius r_i , Außenradius r_a und Länge L beschreiben die optischen Elemente. Der Abstand d bezieht sich auf den Abstand zum vorhergehenden optischen Element. Der Außenradius ist bei vielen Elementen für die Simulationen nicht relevant, es wurde deshalb der im mechanischen Design verwendete Außenradius angegeben. EL steht für Einzellinse

Extraktionselektroden

An vorderster Position in der Ionenoptik befinden sich die Elektroden zur Extraktion und Beschleunigung der Ionen (Abbildung 3.2 a) und b)). Gemäß den in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen technischen Limitierungen wurden Extraktionselektroden mit einem Außendurchmesser von 30mm in einem Abstand von 46mm

zueinander gewählt.

Die erste Elektrode wird mit einer positiven Spannung beschaltet, die Ionen werden von ihr weg beschleunigt. Die zweite Elektrode wird hingegen mit einer negativen Spannung betrieben, die Ionen werden auf sie zu beschleunigt und durch eine Apertur in die weitere Ionenoptik geleitet.

Um mittig zwischen den beiden Extraktionselektroden, an der Position der Ionenquelle, ein möglichst homogenes Beschleunigungsfeld zu erzeugen, sollte der Aperturradius der negativen Extraktionselektrode möglichst klein sein. Ein homogenes Feld zwischen den Extraktionselektroden beschleunigt die Ionen parallel zur optischen Achse, unabhängig vom radialen Abstand. Alle Ionen starten dann mit derselben kinetischen Energie ihre Trajektorie in die Ionenoptik. Dies ist erwünscht, da somit die durch unterschiedliche kinetische Energie der Ionen entstehende chromatische Aberration, wie sie in Kapitel 2.3.1 beschrieben wurde, für eine Ebene senkrecht zur optischen Achse (x -Achse) vermieden werden kann. Ionen welche von einer anderen Ebene senkrecht zur optischen Achse und somit weiter entfernt oder näher an der negativen Extraktionselektrode starten erfahren dennoch eine andere Beschleunigung. Auf diesen Effekt der Schärfentiefe wird in Abschnitt 3.4.2 näher eingegangen.

Bei einer kleinen Apertur verlaufen die Teilchentrajektorien jedoch sehr nahe an der negativen Extraktionselektrode vorbei. Sie durchlaufen je nach Abstand zur optischen Achse somit stark unterschiedliche Potentialgradienten. Dies führt bei gleicher Spannung aber kleinerer Apertur zu einer verstärkten monochromatischen Aberration. Insgesamt muss bei der Wahl der Aperturgröße ein Kompromiss zwischen monochromatischer und chromatischer Aberration eingegangen werden. Im vorliegenden Aufbau wurde ein Aperturradius von $6,5\text{mm}$ gewählt. Dieser ist wesentlich größer als das abzubildende Objekt, den Ionen aus einer MOT mit einem geschätzten Durchmesser von 1mm . Abbildung 3.3 zeigt den relevanten räumlichen Verlauf des Potentials im Extraktionsbereich bei festgelegten Elektrodenspannungen.

Einzellinsen

Die negative Extraktionselektrode wird gleichzeitig als vordere Außenelektrode der ersten Einzellinse verwendet. Die Einzellinse 1 (Abbildung 3.2 c)) ist somit die einzige Linse des Systems die asymmetrisch betrieben wird. Sie übernimmt die Funktion einer Immersionslinse, um das System auf das durch das vordere *MCP* vorgegebene Potential der Bildebene zu legen. Durch die unterschiedlichen Potentiale der Objektebene, wie sie in Abbildung 3.3 zu sehen sind (je nach Linseneinstellungen bis zu 90V) und der Bildebene (-2400V) ist die Verwendung einer Immersionslinse notwendig.

Die Innendurchmesser der Elektroden der Einzellinse 1 werden, im Rahmen des mechanisch realisierbaren, von Elektrode zu Elektrode größer um sphärische Aberration in dem von ihr erzeugten Zwischenbild zu reduzieren. Die Einzellinse 1 wird von einem geerdeten Abschirmkegel umgeben, um das Feld am Ort der MOT weitestgehend auf die Spannungen der Extraktionselektroden zu beschränken und dafür die weiteren, in Richtung des *MCP stacks* folgenden Elektroden abzuschirmen.

Für die in der Elektroden säule auf die Immersionslinse folgenden drei Einzellinsen (Abbildung 3.2 f), h) und j)) sind die Geometrieparameter über die Länge der Elektroden L , den Abstand zwischen den Elektroden d und den Aperturradius r_i der Elektroden gegeben. Der Elektrodenabstand wurde in Hinblick auf die Vermeidung von Überschlügen im Vakuum auf 1mm festgelegt. Dies garantiert eine Durchschlagfestigkeit im Ultrahochvakuum (UHV) von ca. 6kV [Dru84].

Für die Wahl der Elektrodenlänge spielt die mittlere Elektrode eine besondere Rolle. Wird sie bei gleichbleibender Spannung verlängert, so wird die Brennweite der Einzellinse kürzer und die Bildebene rückt mit einer kleiner werdenden Vergrößerung $M = \frac{b}{g}$, mit b der Bildweite und g der Gegenstandsweite, näher an die Linse heran. Dies wird im Diagramm 3.4 a) verdeutlicht. Die Länge der mittleren Elektrode hat zudem

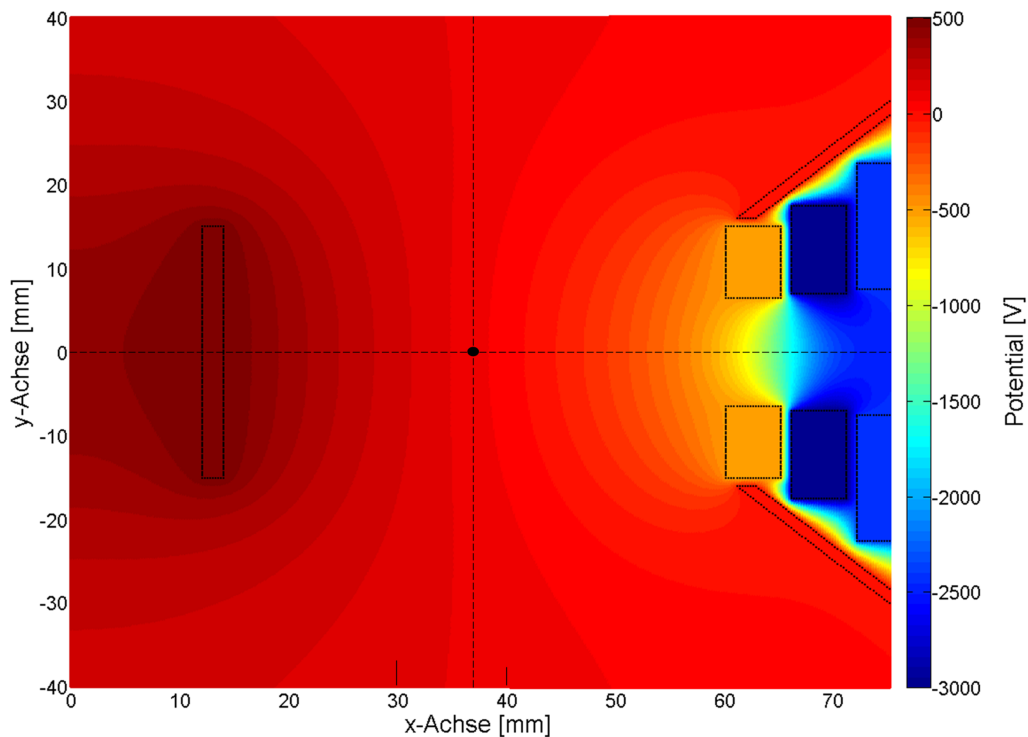


Abbildung 3.3: Räumliche Verlauf des Potentials im vorderen Bereich der Ionenoptik. Die Potentiale der positiven Extraktionselektrode (+500V), der negativen Extraktionselektrode (-500V), des Abschirm Kegels (0V) und der Einzellinse 1 (-500V, -3kV, -2.4kV) sind festgelegt. Das Zentrum der MOT wird, wie gestrichelt eingezeichnet, an Position $x = 37\text{mm}$, $y = 0\text{mm}$ angenommen. Die MOT selbst ist mit einem Durchmesser von 1mm in schwarz eingezeichnet.

einen Einfluss auf das Ausmass der sphärischen Aberration. Die sphärische Aberration lässt sich minimieren, indem der Gradient des axialen Potentials an Linsenein- und Ausgang minimiert wird. Hierfür muss die Elektrode lang im Vergleich zu ihrer Apertur sein [Sis05]. Es findet sich, wie im Diagramm 3.4 b) aufgetragen, eine optimierte Elektrodenlänge bei festgelegtem Aperturradius für ein möglichst kleines Fehlerscheibchen auf der Bildebene und somit eine minimierte sphärische Aberration. Hierbei spielt auch die Position der folgenden Einzellinse eine Rolle, die unter Umständen mit der Bildebene der davor liegenden Einzellinse überlappen kann.

Der ungewollte Effekt der sphärischen Aberration lässt sich neben der Elektrodenlänge auch über den Aperturradius r_i reduzieren. Die sphärische Aberration ist proportional zum Verhältnis $\frac{d}{r_i}$, wobei d den Abstand zwischen den Elektroden bezeichnet [Szi86]. Demzufolge ist ein großer Aperturradius anzustreben. Mit größer werdendem Aperturradius wird bei gleich bleibender Spannung jedoch auch die Brennweite der Linse länger. Der Aperturradius wird demnach durch im Experiment einsetzbare Bildweiten und Spannungen begrenzt. Im Design der Elektrodengeometrie wurden möglichst große, mechanisch umsetzbare Aperturradien verwendet. Insbesondere hat die letzte Einzellinse (EL4) einen doppelt so großen Aperturradius wie der Radius der aktiven Fläche des MCPs.

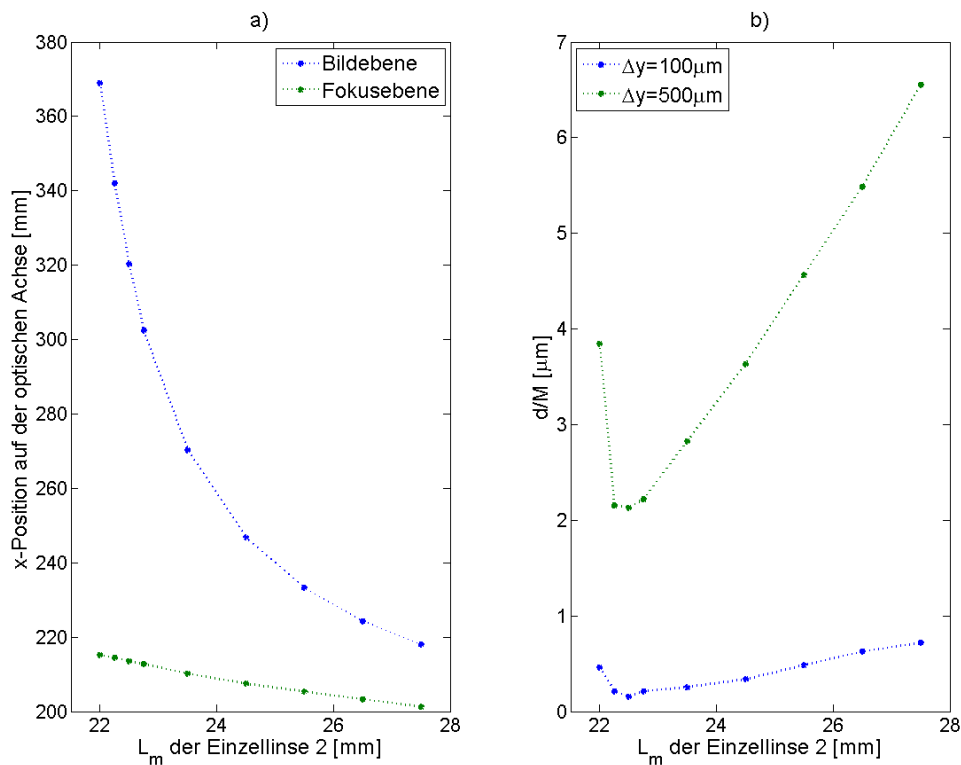


Abbildung 3.4: a) Abhängigkeit der Position der Bild- und Fokusebenen auf der optischen Achse von der Länge L_m der mittleren Elektrode. Diagramm b) Abhängigkeit des Durchmessers des Fehlerscheibchens d (PSF) in der Bildebene, für Ionentrajektorien die in verschiedenen Abständen Δy von der optischen Achse starten. Es findet sich für die Anordnung eine optimale Elektrodenlänge von $22,5\text{mm}$.

Driftrohre

Zwischen den Einzellinsen befinden sich Driftrohre, welche auf dem selben Potential liegen wie die Bildebene, bzw. die Vorderseite des *MCP stacks*, d.h. auch auf demselben Potential wie die Außenelektroden der Einzellinsen. Ihre Längen wurden an die notwendigen Bildweiten für Zwischenbilder bei Vergrößerungen bis zu 1000 angepasst. An das letzten Driftrohr schließt sich ein ebenfalls auf diesem Potential liegender Abschirmring an. Dieser besteht aus einer Edelstahlscheibe mit einem Außenradius von $51,5\text{mm}$ und einer Apertur mit einem Radius von $23,5\text{mm}$. Er gewährleistet, dass die Ionenoptik von den Potentialen der hinteren Vielkanalplatte (*MCP*) und der *Delay Line* Anoden abgeschirmt wird. Die Ionentrajektorien werden somit nur von der Spannung an der vorderen Vielkanalplatte (*MCP*) beeinflusst.

3.4 Charakterisierung der Ionenoptik

Die zuvor in 3.3 vorgestellte Elektrodenanordnung der Ionenoptik wurde mit Hilfe der im Folgenden beschriebenen Simulationen charakterisiert. Von besonderem Interesse ist die erreichbare Vergrößerung des abbildenden Systems sowie die durch Aberrationen limitierte Auflösungsgrenze.

3.4.1 Vergrößerung

Durch den Betrieb der Elektrodenanordnung mit verschiedenen Spannungen kann die Ionenoptik für Abbildungen mit variabler Vergrößerung von bis zu 1000 benutzt werden. Dies wird durch das Erzeugen von Zwischenbildern mittels der verschiedenen Einzellinsen ermöglicht. Die Spannungen werden hierfür nur an den Extraktionselektroden und den mittleren Elektroden der Einzellinsen variiert. Sämtliche Driftrohre, sämtliche Außenelektroden der Einzellinsen, die Vorderseite des *MCP stacks* und der *MCP* Abschirmring sind auf $-2,4kV$ festgelegt, der Abschirmkegel ist geerdet. Über die Spannung an den mittleren Elektroden der Einzellinsen wird die jeweilige Brennweite und somit die Position der Bildebene festgelegt. Eine größere Spannungsdifferenz zwischen den Außenelektroden und der mittleren Elektrode führt zu einer kürzeren Brennweite.

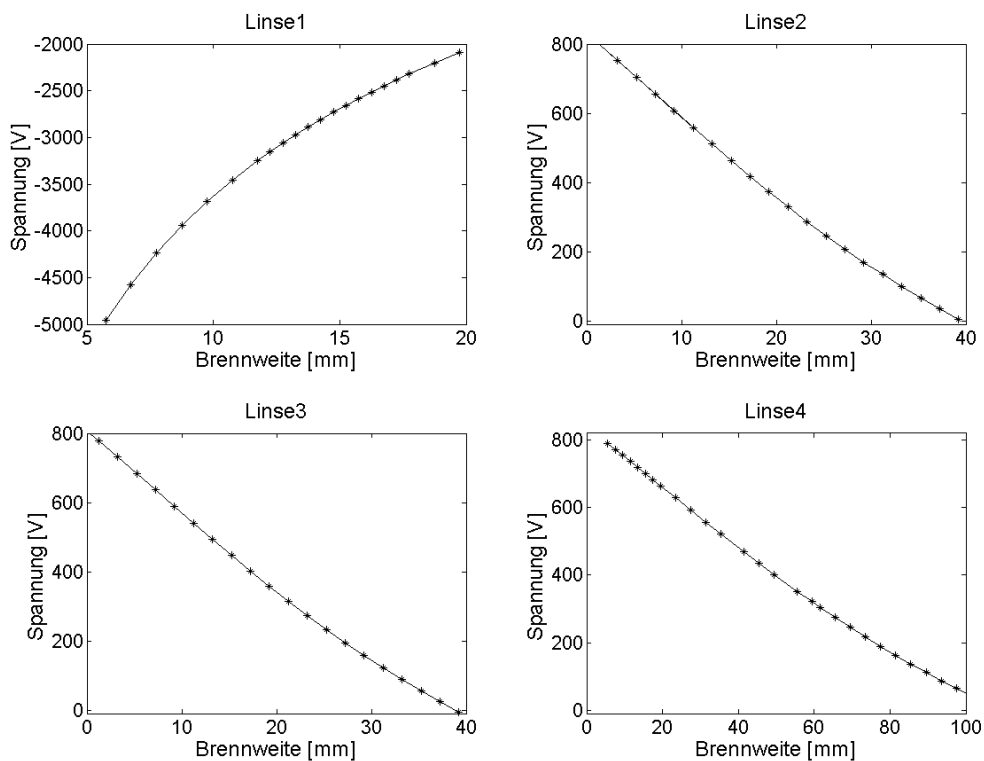


Abbildung 3.5: Abhängigkeit der Brennweite von der angelegten Spannung $U_{m,x}$ an der mittleren Elektrode der jeweiligen Einzellinse. Die Außenelektroden sind auf eine Spannung von $U_a = -2,4kV$ festgelegt. Die Brennweite ist als Abstand zur Mitte der Einzellinse angegeben. Die Bestimmung der Brennweiten wurde mit $\pm 500V$ an den Extraktionselektroden und für die Einzellinsen 2-4 mit $U_{m,EL1} = -2700V$ an der mittleren Elektrode der Einzellinse 1 durchgeführt. Andere Spannungen $U_{m,EL1}$ führen zu leicht anderen Brennweiten der Einzellinsen 2-4.

Die Brennweite der Einzellinsen ist in Abbildung 3.5 in Abhängigkeit von der Spannung an der mittleren Elektrode aufgetragen. Die Ionenenergie ist neben der Startenergie durch das Beschleunigungsfeld festgelegt. Die bestimmten Brennweiten sind nur als Beispiel für den Betrieb einer einzelnen Einzellinse zu sehen. Sind mehrere Einzellinsen angeschaltet, können Nachbarlinsen den Potentialverlauf entlang der optischen Achse soweit verändern, dass sie auch die Brennweite der betrachteten Linse beeinflussen. Zur Bestimmung der Brennweiten wurden nur achsennahe und vor der Einzellinse parallel zur optischen Achse

verlaufende Ionentrajektorien berücksichtigt. Die für die Brennweite relevante Energie der Ionen ergibt sich aus der Summe ihrer kinetischen Energie und der von ihrem Startort (mittig zwischen den Extraktionselektroden bei $x = 37\text{mm}$) bestimmten potentiellen Energie. Ihre kinetische Energie setzt sich aus der durch den Photoionisationsprozess gewonnenen Energie sowie der durch die Temperatur der magneto-optischen Falle festgelegten Energie zusammen (siehe 4.4). Das Potential am Startort wird neben den Spannungen an den Extraktionselektroden auch durch die Spannung an der mittleren Elektrode der Einzellinse 1 beeinflusst.

Das erste Zwischenbild der Ionenoptik entsteht durch die von der Einzellinse 1 gekrümmten Ionentrajektorien. Die Vergrößerung M_1 und Position des Zwischenbildes sind abhängig von den an der positiven Extraktionselektrode, der negativen Extraktionselektrode und der mittleren Elektrode der Einzellinse 1 angelegten Spannungen. Da die Extraktionselektroden über das durch sie erzeugte Beschleunigungsfeld einen direkten Einfluss auf die Ionenenergie haben, beeinflussen sie indirekt auch die Brechkraft der Einzellinse 1.

Die Bildebene der Einzellinse 1 entspricht im Anschluss der Objektebene der Einzellinse 2. Über die angelegte Spannung an der mittleren Elektrode der Einzellinse 2 kann wiederum ein Zwischenbild von dem Zwischenbild der Einzellinse 1 mit variabler Vergrößerung M_2 und Position erstellt werden. Auf dieselbe Art erzeugt die Einzellinse 3 ein weiteres Zwischenbild mit einer Vergrößerung M_3 welches schlussendlich von der Einzellinse 4 mit M_4 vergrößert auf das MCP abgebildet wird. Dies führt zu einer Gesamtvergrößerung $M = M_1 \cdot M_2 \cdot M_3 \cdot M_4$. Dieselbe Vergrößerung ist demnach mit verschiedenen Beschaltungen erreichbar. Insgesamt sollte die Brechkraft jedoch möglichst gleichmäßig auf die Linsen verteilt werden um monochromatische Aberrationen zu minimieren. Dies führt zu einer höheren Spannung an der Einzellinse 4 im Vergleich zu den Einzellinsen 2 und 3 (siehe Abbildung 3.5).

Die Linsen lassen sich ausschalten indem sie auf das Umgebungspotential von $-2,4\text{kV}$ gelegt werden. Eine scharfe Abbildung kann somit auch mit weniger als vier Linsen erzeugt werden. Die Verwendung von vier Linsen ist für starke Vergrößerungen jedoch unabdingbar. Die Immersionslinse, bzw. Einzellinse 1, lässt sich auf diese Weise nicht ausschalten. Sie erzeugt immer ein Zwischenbild. Bei kleinen Vergrößerungen kann jedoch auf Zwischenbilder von anderen Einzellinsen verzichtet werden.

M	Extraktoren	Linse1	Linse2	Linse3	Linse4	Flugzeit achsennah und -fern
1000	$\pm 500\text{V}$	-2700V	+730V	+730V	+767V	14,1 und 14,3 μs
930	$\pm 500\text{V}$	-2700V	+670V	+730V	+771V	14,0 und 14,2 μs
825	$\pm 500\text{V}$	-2700V	+610V	+730V	+775V	14,0 und 14,2 μs
770	$\pm 500\text{V}$	-2700V	+580V	+730V	+776V	14,0 und 14,2 μs
534	$\pm 500\text{V}$	-2700V	+700V	+400V	+787V	13,9 und 14,1 μs
513	$\pm 500\text{V}$	-2800V	+570V	+488V	+786V	13,7 und 14,1 μs
340	$\pm 500\text{V}$	-2700V	+450V	+450V	+789V	13,7 und 13,9 μs
340*	$\pm 500\text{V}$	-2700V	+570V	+320V	+792V	13,7 und 14,0 μs
239	$\pm 500\text{V}$	-2700V	+450V	+300V	+790V	13,6 und 13,9 μs
45	$\pm 500\text{V}$	-2400V	+606V	-2400V	-2400V	11,4 und 11,5 μs
8	$\pm 500\text{V}$	-1100V	-2400V	-2400V	-2400V	10,9 und 10,9 μs

Tabelle 3.2: Notwendige Spannungen der mittleren Elektroden der Einzellinsen sowie der Extraktionselektroden für eine kleine Auswahl an verschiedenen Vergrößerungen M auf dem Detektor. Des Weiteren werden die Flugzeiten für achsennah und achsenfern startende Ionen angegeben.

In Tabelle 3.2 ist eine Auswahl an möglichen Vergrößerungen auf dem Detektor mit zugehörigen Spannungen an den mittleren Elektroden der Einzellinsen aufgeführt. Generell werden stärkere Vergrößerungen erreicht, indem höhere Spannungen an den mittleren Elektroden eingesetzt werden. Die Änderung der Vergrößerung auf dem Detektor ist in Abbildung 3.6 beispielhaft für die Variation der Spannungen an Einzel-

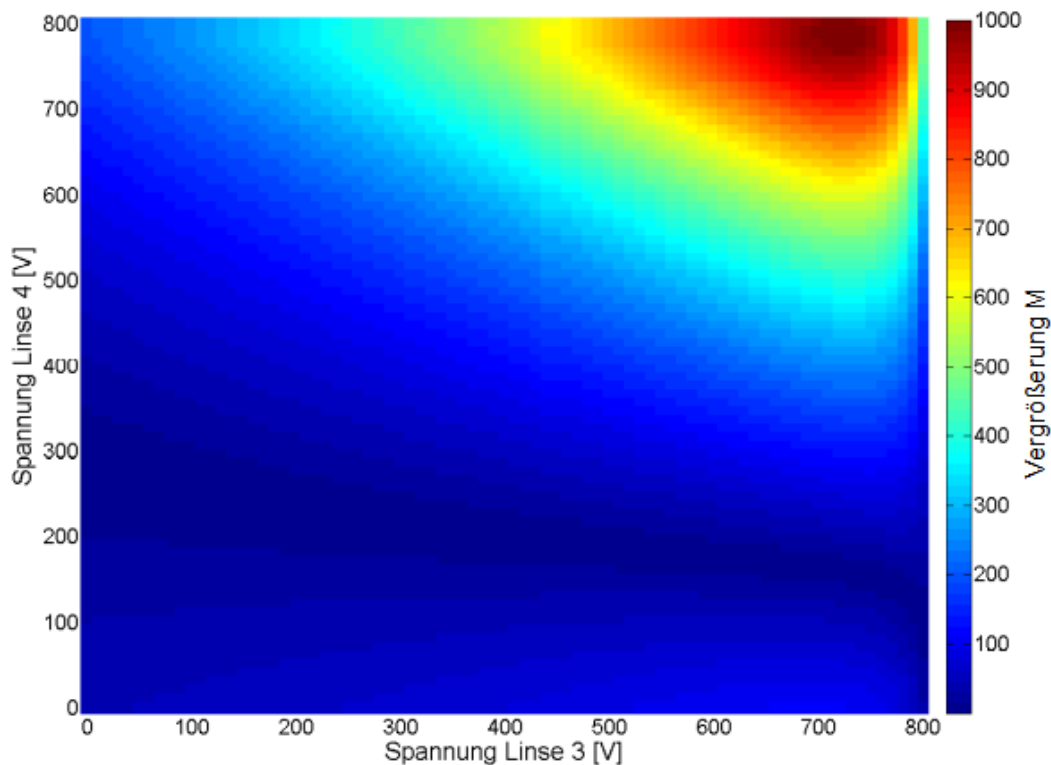


Abbildung 3.6: Vergrößerung der abbildenden Ionenoptik auf dem *MCP* in einem Falschfarben-Bild bei Durchfahren der Spannung an den mittleren Elektroden der Einzellinsen 3 und 4. Alle weiteren variablen Spannungen sind für dieses Beispiel festgelegt auf $U_{Ext} = \pm 500V$, $U_{m,EL1} = -2700V$ und $U_{m,EL2} = +750V$.

linse 3 und 4 gezeigt. Die Spannung wird an einer beliebigen Einzellinse durchgerastert um die Bildebene auf das *MCP stack* zu justieren. Berücksichtigt werden nur Spannungen für den Betrieb der Einzellinsen im bremsenden Modus. Eine Beschaltung für den beschleunigenden Modus würde höhere, schwerer realisierbare, Spannungsdifferenzen für dieselben Brennweiten benötigen (siehe Kapitel 2.2.1).

Die Bildebene kann bestimmt werden, indem eine Ebene gefunden wird, auf welcher sich achsennahe Ionentrajektorien mit einem gemeinsamen Startpunkt wieder treffen. Dies entspricht einem Minimum des Durchmessers der Punktspreizfunktion (PSF). Das System weist jedoch eine, wie in Kapitel 2.3.1 beschriebene Bildfeldwölbung auf. Eine ausgeglichene Bildschärfe auf dem gesamten Detektor wird somit erreicht, wenn die Bildebene nicht durch achsennahe, sondern durch in einem mittleren Abstand Δy zur optischen Achse startende Ionentrajektorien bestimmt wird. Der mittlere Abstand ist bestimmt durch die Hälfte des aktiven Radiuses des *MCPs* und die eingestellte Vergrößerung M : $\Delta y = \frac{10mm}{M}$. Dies führt zu einer geringeren Verzeichnung und höheren Schärfentiefe des Systems. Da die transversale Energiebreite der abzubildenden Ionen sehr gering ist findet man verschiedene Spannungskombinationen für ein scharfes Bild über die gesamte Detektorfläche.

Durch die Aneinanderreihung mehrerer Einzellinsen wirkt die Brechkraft einer einzelnen Einzellinsen jedoch nicht unabhängig von den anderen. Ihre Bildebenen befinden sich teilweise so nahe an der mittleren Elektrode einer folgenden Linse, dass die Änderung des Potentials dieser Linse auch die Position der Bil-

debene der vorderen Linse beeinflusst. Dieser Effekt lässt sich vermeiden, wenn Zwischenbilder in großer Entfernung zum Potentialverlauf der folgenden Linse entstehen.

Die eingestellte Vergrößerung hat einen direkten Einfluss auf die Flugzeit der Ionen. Je höher die Spannungsdifferenzen an den Einzellinsen, desto stärker wird die Ionentrajektorie gekrümmt und desto stärker werden die Ionen auf ihrer Flugbahn abgebremst. Dies führt zu längeren Flugzeiten. In Tabelle 3.2 sind Flugzeiten für eine Auswahl von Linseneinstellungen aufgeführt. Achsenfern startende Ionentrajektorien führen aufgrund der achsenfern stärkeren Potentialgradienten zu längeren Flugzeiten.

3.4.2 Aberrationen

Die simulierte Ionenoptik ist durch ihren Aufbau mit rotationssymmetrischen Linsen Fehler behaftet. In den folgenden Absätzen werden die verschiedenen auftretenden Linsenfehler über eine direkte Simulation der Ionentrajektorien genauer betrachtet [Sis08]. Es ist hierbei stets zu berücksichtigen, dass die Abbildungsfehler nur in Mischformen auftreten, weshalb sie hier nicht einzeln über Aberrationskoeffizienten quantifiziert werden. Die Auswirkung der Linsenfehler auf die Abbildung wird aussagekräftig über die in Abschnitt 3.4.3 und 3.4.4 beschriebene Punktspreiz- und Modulationstransferfunktion sowie der in 3.4.5 gezeigten Simulation der Abbildung einer Teststruktur gezeigt.

Monochromatische Aberration

Wie in Kapitel 2.3.1 beschrieben ist das Entstehen von monochromatischer Aberration an rotationssymmetrischen elektrostatischen Linsen nicht zu vermeiden. Trotz der Verteilung der Brechkraft auf mehrere Linsen ist auch bei der simulierten Ionenoptik der Linsenfehler deutlich zu beobachten. Ionentrajektorien, welche aufgrund eines großen Öffnungswinkels oder eines großen Abstands von der optischen Achse achsenfern in eine Einzellinse treffen, werden stärker gekrümmt als achsennahe. Dies führt zu abweichenden Brennweiten nach jeder Linse. Da dieser Effekt sich aufsummiert, ist er hinter der letzten Linse, der Einzellinse 4, am stärksten. Abbildung 3.7 a) zeigt beispielhaft den Fokusbereich der Einzellinse 4 bei einer Vergrößerung von 1000. Alle dargestellten Trajektorien starten mittig zwischen den beiden Extraktionselektroden bei $x = 37\text{mm}$ mit verschiedenen Abständen y zur optischen Achse wie es auch in Abbildung 3.8 dargestellt ist. Man sieht deutlich, dass achsenferne Strahlen stärker gekrümmt werden. Die Brennweite der Einzellinse ist für sie kürzer als für achsennahe Strahlen.

Anschaulich ist dieser Linsenfehler durch eine Darstellung der Ionenoptik mit einem Potentialgebirge, wie es in Abbildung 3.8 zu sehen ist, leicht nachzuvollziehen. Das Potentialgebirge zeigt über eine Darstellung der Äquipotentialflächen den räumlichen Verlauf der potentiellen Energie des Systems [Sci06]. Die Ionentrajektorie scheint bildlich durch ein Tal mit nach außen steiler werdenden Wänden zu verlaufen. Die Änderung des Potentials erfolgt stets zwischen den einzelnen Elektroden, achsennah ist die Steigung schwächer als achsenfern. Somit werden parallel zur optischen Achse eintreffende, achsenferne Strahlen durch eine stärkere zu ihnen senkrechte Feldkomponente E_{\perp} mehr gekrümmt als achsennahe.

Astigmatismus

Wie bereits in Kapitel 2.3.1 beschrieben, ist ein rotationssymmetrisches elektrostatisches Linsensystem immer astigmatisch. Ein achsenfernes Strahlenbündel erfährt im Meridionalschnitt (tangential zum Abbildungszentrum auf der optischen Achse) eine andere Brennweite als im Sagittalschnitt (radial zum Abbildungszentrum auf der optischen Achse). Ein ursprünglich rotationssymmetrisches Objekt kann somit nicht rotationssymmetrisch abgebildet werden und die meridionale Auflösung des Linsensystems unterscheidet sich von der sagittalen Auflösung.

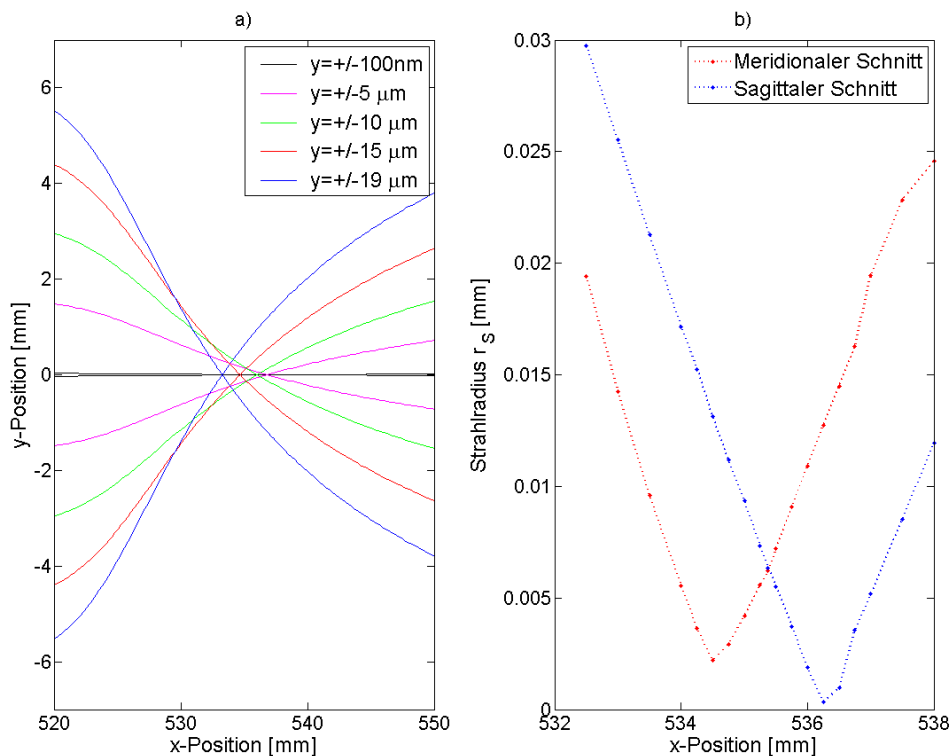


Abbildung 3.7: a) Ionenstrahltrajektorien in Fokussierzone der Einzelzelle 4 (mittlere Elektrode reicht von $x = 494,5\text{mm}$ bis $x = 554,5\text{mm}$). Die Fokussierpositionen weichen je nach Startabstand y zur optischen Achse stark voneinander ab. b) Radius r_s eines in einem Abstand $y = 10\mu\text{m}$ von der optischen Achse mit einem Durchmesser von 100nm startenden Ionenstrahls in sagittaler und in meridionaler Richtung entlang der optischen Achse. Gezeigt ist die Strahlradius Änderung nach der Brechung durch die Einzelzelle 4 bei einer Vergrößerung von 1000.

Abbildung 3.7 b) veranschaulicht dies über die Darstellung des Fokussierverhaltens der Einzelzelle 4 in meridionaler und sagittaler Richtung. Der in einem Abstand von $y = 10\mu\text{m}$ von der optischen Achse mit einem Durchmesser von 100nm startende Ionenstrahl erfährt anstelle eines kreisförmigen Brennpunkts eine meridionale Brennellipse etwa $1,75\text{mm}$ vor einer sagittalen Brennellipse. Dazwischen befindet sich ein Kreis kleinster Verwirrung. Man findet im meridionalen Schnitt einen größeren Fokussierdurchmesser als im sagittalen Schnitt. Dies führt zu einer schlechteren Auflösung in meridionaler Richtung. Der Astigmatismus der simulierten Ionenoptik hat demnach einen deutlichen Einfluss auf die Abbildung. Dies wird bei der Abbildung einer Teststruktur, wie in Abbildung 3.13 dargestellt, deutlich.

Verzeichnung

Ein weiterer in der simulierten Ionenoptik auftretender Linsenfehler ist die bereits in Kapitel 2.3.1 beschriebene Verzeichnung. Da für die Abbildung mit Einzelzellen gearbeitet wird, ist diese nicht zu vermeiden. Generell ist die Verzeichnung vor der Fokusebene einer stets als Sammellinse wirkenden Einzelzelle negativ, bzw. tonnenförmig. Die Verzeichnung nimmt mit wachsendem Abstand von der optischen Achse ab. Nach dem Fokus wird die Verzeichnung positiv, bzw. kissenförmig.

Das erste Zwischenbild der Ionenoptik weist eine lineare, kissenförmige Verzeichnung auf. Da in dem

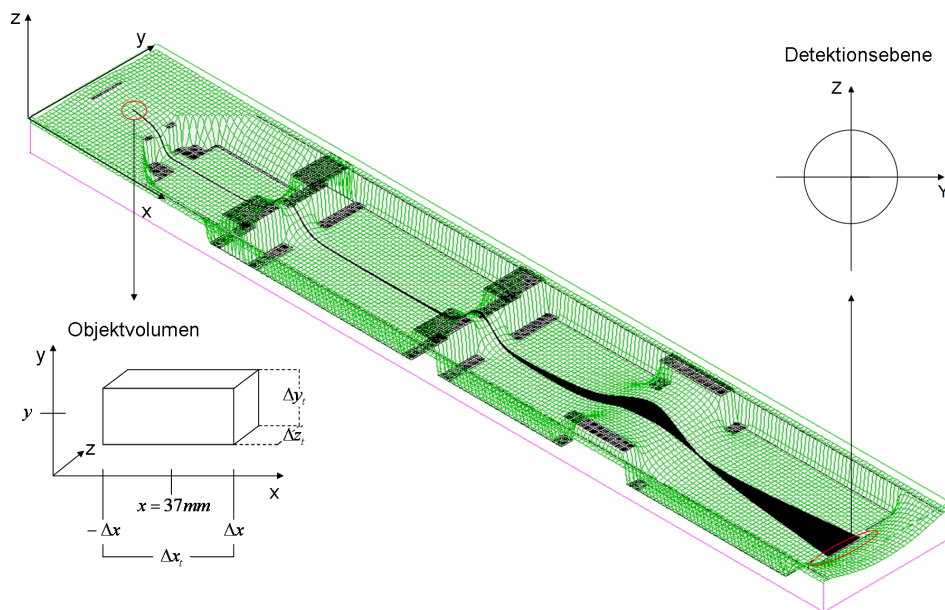


Abbildung 3.8: Gezeigt ist die SIMION *PE view* der Ionenoptik mit einer Beschaltung der Elektroden für eine Vergrößerung von 1000. Diese Darstellungsart zeigt Iontrajektorien auf einer Oberfläche mit durch die potentielle Energie gegebener Höhe. Des Weiteren ist ein typisches Ionisationsvolumen gezeigt. Es besitzt zwischen $-\Delta x$ und Δx eine Ausdehnung, bzw. Objektiefe, Δx , entlang der optischen Achse und befindet sich in einem Abstand y von der optischen Achse. Die Detektionsebene ist auf den aktiven Durchmesser der MCPs von 40mm in der Y/Z-Ebene beschränkt.

simulierten Linsensystem jedoch mit mehreren Linsen gearbeitet wird, entsteht schon nach der zweiten Linse eine wellenförmige Verzeichnung gegeben durch die Überlagerung von tonnenförmiger und kissenförmiger Verzeichnung. Abbildung 3.9 zeigt die Verzeichnung für verschiedene Vergrößerungen auf dem Detektor.

Chromatische Aberration

Neben den monochromatischen Linsenfehlern beeinflussen, wie in Kapitel 2.12 beschrieben, auch chromatische Linsenfehler die Abbildungsqualität. Bei der Photoionisation aus einer MOT bestehend aus Rubidiumatomen bei einer Temperatur von $100\mu\text{K}$, kann man von einer sehr niedrigen Energie der Ionen in Höhe von $9,3\text{neV}$ ausgehen (siehe Kapitel 4.4.1). Die Startenergie und die dazugehörige Energieverbreiterung lassen sich weiter reduzieren, indem mit noch kälteren Atomen oder sogar einem Bose Einstein Kondensat [Ket99] gearbeitet wird und die Photoionisation näher an die Ionisationskante der Atome herangeführt wird. Die Ionen starten ihre Trajektorien mit der gegebenen kinetischen Startenergie isotrop verteilt auf alle räumlichen Geschwindigkeitskomponenten.

In Abbildung 3.10 a) ist der Einfluss der Energieverbreiterung der Startenergie auf den Radius des entstehenden Fehlerscheibchens aufgetragen. Das Fehlerscheibchen entsteht bei der Abbildung einer punktförmigen achsennahen Ionenquelle, bestehend aus 1000 Ionen bei einer Vergrößerung von 1000 (Spannungen gemäß Tabelle 3.2). Es wird ersichtlich, dass die chromatische Aberration bei Startenergieverbreiterungen

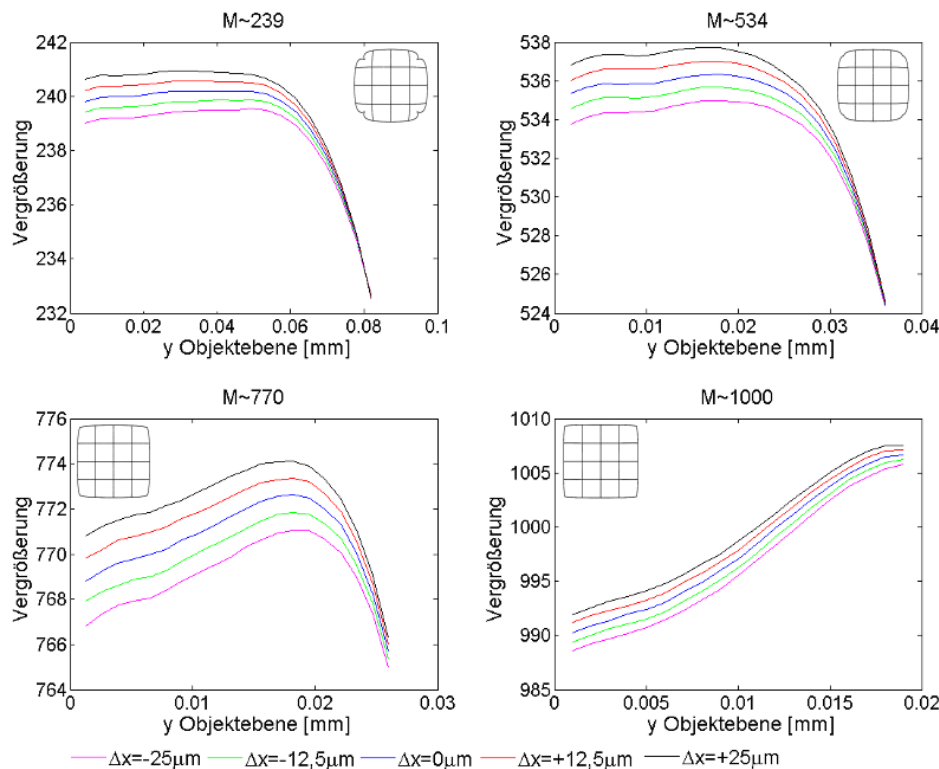


Abbildung 3.9: Verzeichnung der abbildenden Ionenoptik bei verschiedenen Vergrößerungen. Aufgetragen ist die Vergrößerung M in Abhängigkeit von dem Abstand des Objektpunkts zur optischen Achse y . Des Weiteren sind mehrere Startpositionen Δx entlang der optischen Achse aufgeführt. Links bzw. rechts oben ist jeweils die Abbildung eines Testobjekts bestehend aus einem in 16 gleichgroße Quadrate aufgeteilten Quadrats dargestellt. Man beobachtet eine Kombination aus kissen- und tonnenförmiger Verzeichnung.

ΔE unter $2,5 \mu eV$ die minimale Auflösung des Systems nicht erhöht. Bis zu diesem Wert ist der Durchmesser des Fehlerscheibchens kleiner als der Porenabstand des MCPs ($p = 17 \mu$).

Abbildung 3.10 b) zeigt der Vollständigkeit halber den Effekt einer Energieverbreiterung gegeben durch eine unterschiedliche Beschleunigung ausschließlich entlang der optischen Achse (x -Achse). Die Energieverbreiterung in alle anderen Richtungen ergibt sich nur aus der isotrop verteilten kinetischen Startenergie der Ionen in Höhe von $9,3 neV$. In diesem Fall begrenzt das Fehlerscheibchen erst bei Energieverbreiterungen ΔE_x von $3 eV$ die achsennahe Auflösungsgrenze des Systems. Eine solche Energieverbreiterung ergibt sich durch unterschiedliche Startpositionen entlang der optischen Achse. Im nächsten Abschnitt wird auf diesen Effekt der Schärfentiefe näher eingegangen.

Schärfentiefe

Die abzubildenden Ionen entstehen nicht nur auf einer Objektebene sondern, gegeben durch den Ionisationsprozeß, in einem dreidimensionalen Objektvolumen, wie es in Abbildung 3.8 gezeigt ist. Es ist somit von Bedeutung, die Ausdehnung im Objektraum soweit einzugrenzen, dass die Auflösungsgrenze des abbildenden Systems nicht verschlechtert wird. Das Objektvolumen ist hier bestimmt durch die Erzeugung von Rubidiumionen aus einer magneto-optischen Falle über Photoionisation. Abhängig von dem räumlichen

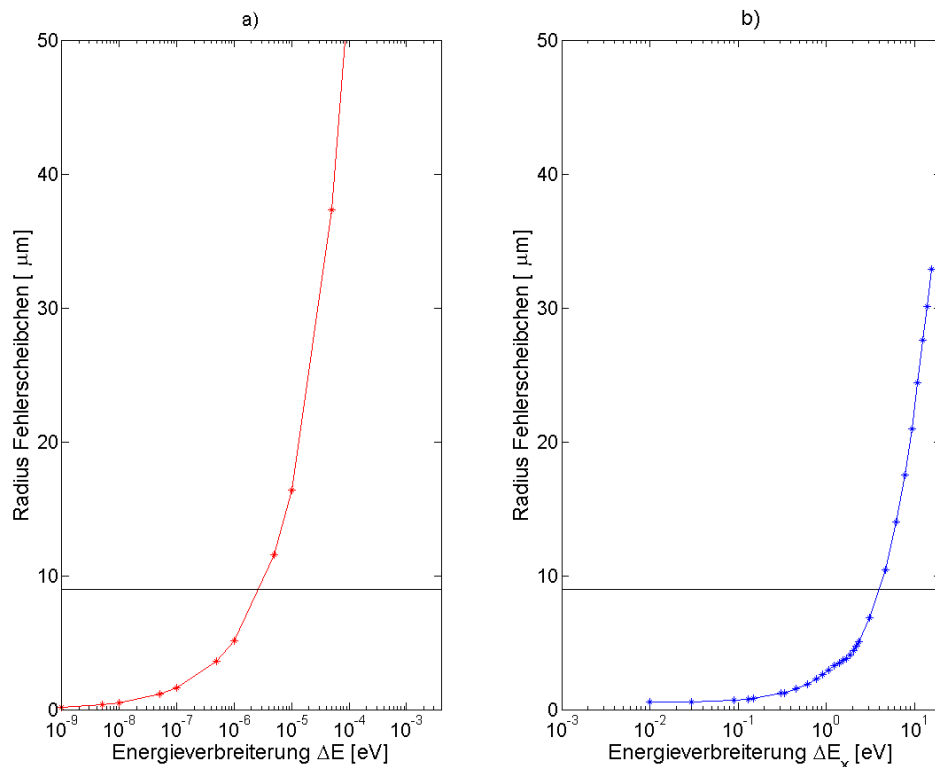


Abbildung 3.10: Radius des chromatischen Fehlerscheibchens für achsennahe Ionenstrahlen. a) Radius abhängig von einer Verbreiterung der Startenergie der Ionen. Die kinetische Energie ist auf alle räumlichen Geschwindigkeitskomponenten verteilt. b) Radius in Abhängigkeit von einer Verbreiterung der Energie der Ionen gegeben durch unterschiedliche Beschleunigungen entlang der optischen Achse (x -Achse). Zusätzlich ist der halbe Porenabstand des Detektors als durchgezogene Linie eingezeichnet.

Überlapp zwischen MOT und Ionisationslaser starten die Ionentrajektorien an verschiedenen Positionen entlang der optischen Achse. Dies führt zu Abweichungen Δx von der Mitte ($\Delta x = 0$, $x = 37\text{mm}$) zwischen den beiden Extraktionselektroden. Die Ionen erfahren somit eine stärkere oder schwächere Beschleunigung vor ihrem Eintritt in die Immersionslinse, bzw. Einzellinse 1. Der Effekt verstärkt sich bei höheren Beschleunigungsfeldern [Rei09].

Befinden sich Ionen bei ihrer Erzeugung näher an der positiven Extraktionselektrode und somit in größerer Entfernung von der Immersionslinse, das heißt Δx ist negativ, so werden sie stärker beschleunigt. Ihre höhere kinetische Energie führt dazu, dass die auf das Beschleunigungsfeld folgenden Einzellinsen die Ionentrajektorien entsprechend schwächer krümmen. Ionen mit einem Startpunkt näher an der Immersionslinse, Δx ist dann positiv, werden schwächer beschleunigt und ihre Bahnen stärker gekrümmt.

Diese, durch chromatische Aberration begrenzte Schärfentiefe führt zu einer Abweichung des Auftreffpunktes in y -Richtung des Ions in der Bildebene, relativ zu dem Auftreffpunkt $y_{\Delta x=0}$ von mittig zwischen den Extraktionselektroden ($\Delta x = 0$) startenden Ionen. In Abhängigkeit von der Startposition auf der optischen Achse verläuft die Ionentrajektorie unterschiedlich. Die Abweichung lässt sich über $y_r = y_{\Delta x=0} - y$ bestimmen. Abbildung 3.11 zeigt den Ausmaß dieses Effekts. Aufgrund der unterschiedlichen Auswirkung der Kombination von monochromatischen und chromatischen Aberrationen auf die Ionentrajektorien findet man keine exakte Symmetrie der Abweichungen.

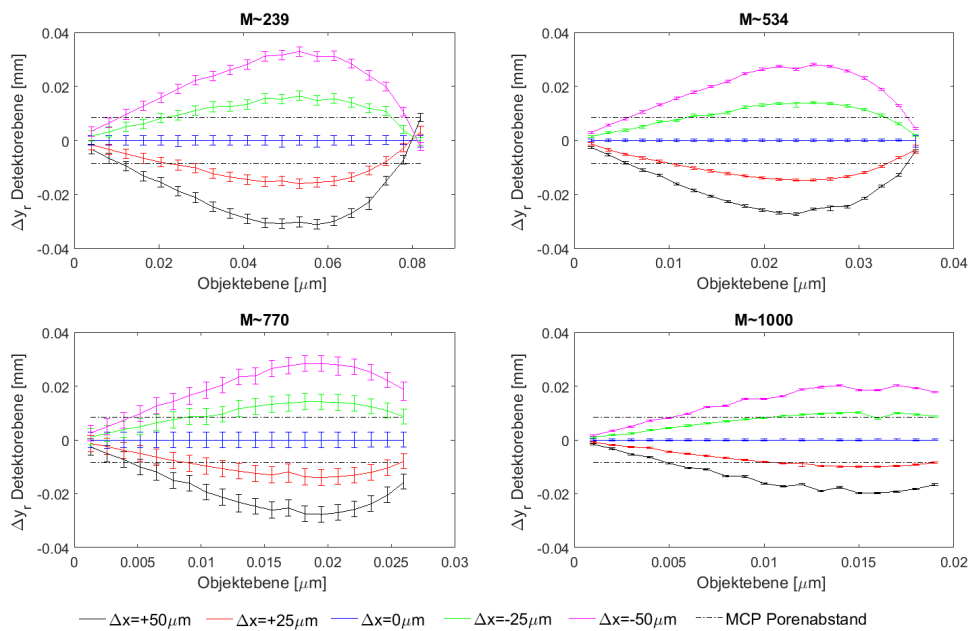


Abbildung 3.11: Relative Auftreffposition Δy_r von Ionen auf dem Detektor relativ zu der Auftreffposition von mittig, bei $\Delta x = 0$, startenden Ionen, in Abhängigkeit von Objektabständen y von der optischen Achse in der Objektebene. Dargestellt sind verschiedene Startpositionen Δx entlang der optischen Achse. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der Größe der PSF. Eingezeichnet ist auch der Abstand der *MCP* Poren in Höhe von $17\mu\text{m}$.

Die Auflösungsgrenze des verwendeten Ionendetektors ist durch den *MCP* Poren Abstand auf $2 \cdot 17\mu\text{m}$ begrenzt. Die in Abbildung 3.11 zusammengefassten Simulationsergebnisse zeigen, dass bei einer Vergrößerung von $M=1000$ Ionenquellen mit einer Tiefe Δx_t , bzw. räumlichen Ausdehnung entlang der optischen Achse, von unter $50\mu\text{m}$ die Auflösung nicht weiter begrenzen.

3.4.3 Punktspizfunktion

Der Durchmesser der Abbildung einer punktförmigen Quelle bestimmt, wie in Kapitel 2.4 beschrieben, den Durchmesser des Fehlerscheibchens, bzw. der Punktspizfunktion (PSF). Da die Aberrationen des abbildenden Systems von der Startposition der Ionentrajektorie abhängen hängt auch der Durchmesser der PSF von der Startposition ab (siehe Gleichung 2.21).

Zur Bestimmung der Punktspizfunktion (PSF) der simulierten Ionenoptik wird die Abbildung einer punktförmigen Ionenquelle betrachtet. Hierfür werden in einem räumlich festgelegten Punkt 1000 Ionen mit einer kinetischen Energie von $9,3\text{neV}$ und zufälliger Ausbreitungsrichtung erzeugt. Sowohl der Abstand zur optischen Achse Δy sowie der Abstand zur Mitte Δx zwischen den beiden Extraktionselektroden wird variiert. Aus dem Durchmesser der Abbildung wird die PSF ermittelt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.3 aufgelistet und als Fehlerbalken in den Diagrammen in Abbildung 3.11 berücksichtigt. Man findet, dass bei einer Abbildung von Objekten ohne Tiefe Δx_t das vergrößerungsabhängige PSF Fehlerscheibchen mit Durchmessern unter $12\mu\text{m}$ nicht die Auflösung der Ionenoptik begrenzt.

M	PSF1	PSF2	PSF3	PSF4	PSF5	PSF6
1000	1,0 μm	1,0 μm	1,0 μm	1,0 μm	1,0 μm	1,0 μm
930	5,7 μm	5,4 μm	5,7 μm	5,5 μm	5,8 μm	5,5 μm
825	9,8 μm	9,1 μm	9,8 μm	9,1 μm	9,8 μm	9,1 μm
770	11,2 μm	10,3 μm	11,2 μm	10,3 μm	11,3 μm	10,2 μm
534	1,7 μm	1,3 μm	1,7 μm	1,4 μm	1,7 μm	1,3 μm
513	0,1 μm	0,1 μm	0,1 μm	0,1 μm	0,1 μm	0,1 μm
340	9,5 μm	7,2 μm	9,5 μm	9,8 μm	9,5 μm	7,1 μm
340*	5,5 μm	3,9 μm	5,4 μm	3,4 μm	5,5 μm	3,8 μm
239	6,8 μm	5,2 μm	6,8 μm	5,3 μm	6,8 μm	7,4 μm
45	2,9 μm	2,8 μm	2,8 μm	2,8 μm	2,9 μm	2,8 μm
8	0,3 μm	0,2 μm	0,3 μm	0,2 μm	0,3 μm	0,3 μm

Tabelle 3.3: Durchmesser der Punktspreizfunktion für verschiedene Objektpositionen und Vergrößerungen. PSF1: $\Delta x = 0$, achsennah, PSF2: $\Delta x = 0$, achsenfern, PSF3: $\Delta x = -25\mu m$, achsennah, PSF4: $\Delta x = -25\mu m$, achsenfern, PSF5: $\Delta x = -25\mu m$, achsennah, PSF6: $\Delta x = 25\mu m$, achsenfern. Angelegte Spannungen gemäß Tabelle 3.2.

3.4.4 Modulationstransferfunktion

Spricht man von Bildschärfe, so ist meist die Kombination von Bildkontrast und Bildauflösung relevant. Es muss betrachtet werden welcher Objektpunkt Abstand in der Bildebene als klar getrennte Bildpunkte wiedergegeben werden kann. Eine entsprechende Veranschaulichung liefert ein Diagramm der vergrößerungsabhängigen Modulationstransferfunktion (MTF, siehe auch Kapitel 2.4), welche die Abhängigkeit des Bildkontrasts vom Objektkontrast, bzw. dem Objekt Abstand darstellt.

Durch die zunehmende Überlagerung der durch die Abbildung entstehenden Fehlerscheibchen, sinkt der Bildkontrast bei kleiner werdendem Objektpunkt Abstand. Die MTF ist demnach abhängig vom Achsenabstand Δy und der Tiefe Δx_t der Objektpunkte bzw. Objektvolumen. Wie in Abbildung 3.8 dargestellt wird Δx_t bestimmt durch die Ausdehnung des Objektvolumens entlang der optischen Achse, begrenzt durch $+\Delta x$ und $-\Delta x$. Wie man bereits Diagramm 3.11 entnehmen kann, beeinflusst die Objektiefe den Durchmesser des Fehlerscheibchens erheblich. Geringe Objektiefen führen zu einem besseren Kontrast bei der Abbildung von Objekten mit kleinen Abständen zueinander.

In Abbildung 3.12 ist die MTF beispielhaft für vier verschiedene Vergrößerungen bei einer Objektiefe von $\Delta x_t = 25\mu m$ und bei einer Objektiefe von $\Delta x_t = 500\mu m$ dargestellt. In beiden Fällen beobachtet man für Strukturen in einem größeren Abstand von der optischen Achse einen schon bei größeren Abständen zwischen Objektpunkten sinkenden Bildkontrast. Dies führt insgesamt zu einer höheren bzw. schlechteren Auflösungsgrenze für achsenferne (off-axis) Objekte im Vergleich zu achsennahen (on-axis) Objekten. Des Weiteren führt eine große Objektiefe ebenfalls zu einem schon bei größeren Objekt Abständen abfallenden Kontrast. Einen Kontrast von z.B. 10%, findet man bei einer 1000fachen Vergrößerung von Objektpunkten mit einem Abstand von $1nm$ achsennah und $8nm$ achsenfern bei einer Objektiefe von $25\mu m$. Bei einer Objektiefe von $500\mu m$ wird ein Kontrast von

Die Darstellung der MTF erfolgt hier über das Auftragen des Kontrasts in Abhängigkeit von dem Abstand zwischen Objektpunkten. Üblicherweise stellt die MTF die Abhängigkeit des Kontrast von der Raumfrequenz in Linien pro Millimeter dar. Die zusätzliche Diskretisierung durch den Detektor beeinflusst ebenfalls den Kontrast der Abbildung und somit die MTF des Gesamtsystems, es wurde hier jedoch nur die MTF des abbildenden Systems berücksichtigt.

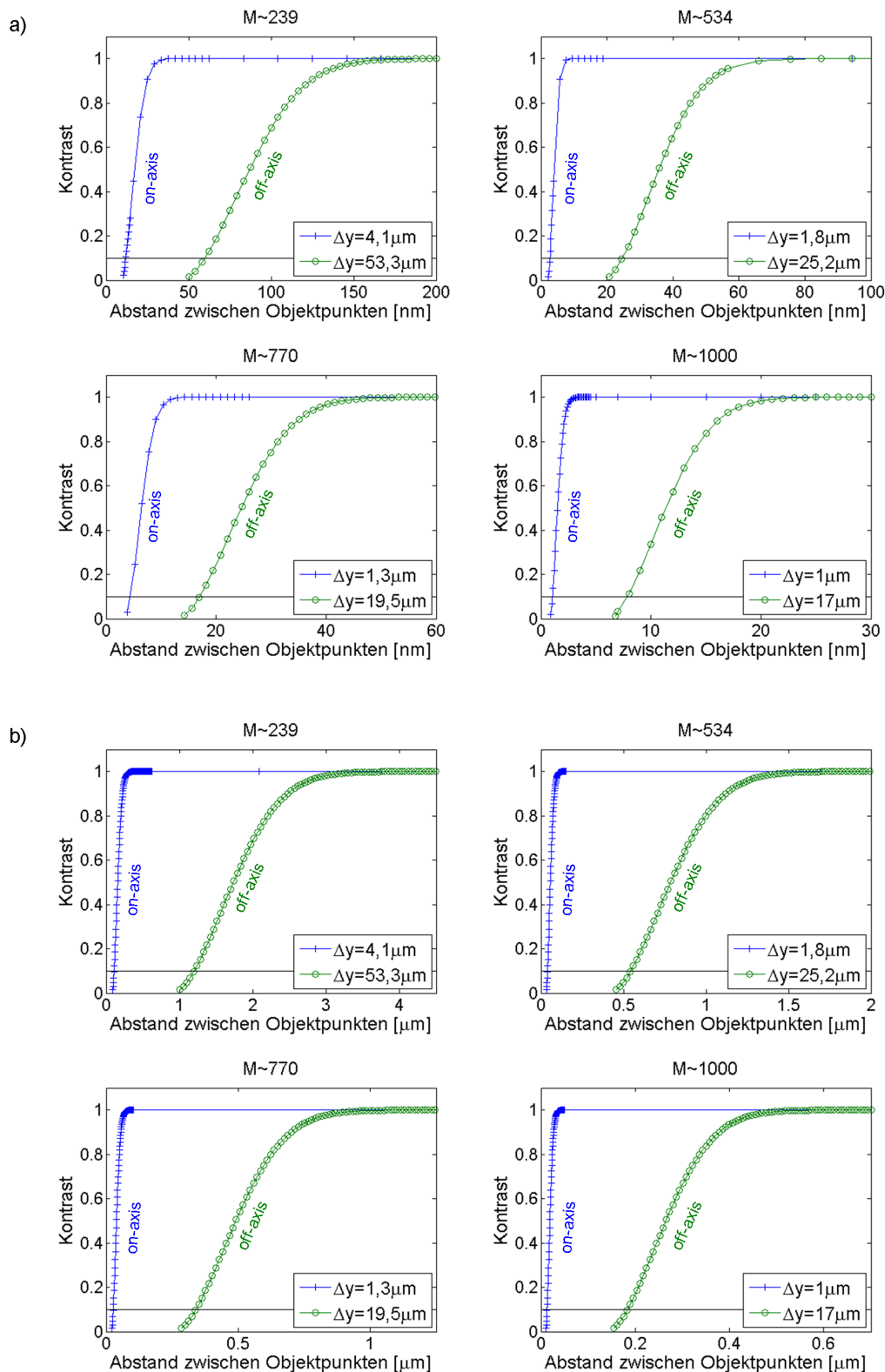


Abbildung 3.12: Bildkontrast in Abhängigkeit von dem Abstand zwischen Objektpunkten mit verschiedenen Achsenabständen Δy in der Objektebene. Als durchgezogene Linie ist eine angenommene Auflösungsgrenze bei einem Kontrast von 10% eingezeichnet. a) Die Objektiefe beträgt $\Delta x_t = 25\mu\text{m}$ ($\Delta x = -12.5\mu\text{m}$ bis $\Delta x = +12.5\mu\text{m}$) b) Die Objektiefe beträgt $\Delta x_t = 500\mu\text{m}$ ($\Delta x = -250\mu\text{m}$ bis $\Delta x = +250\mu\text{m}$)

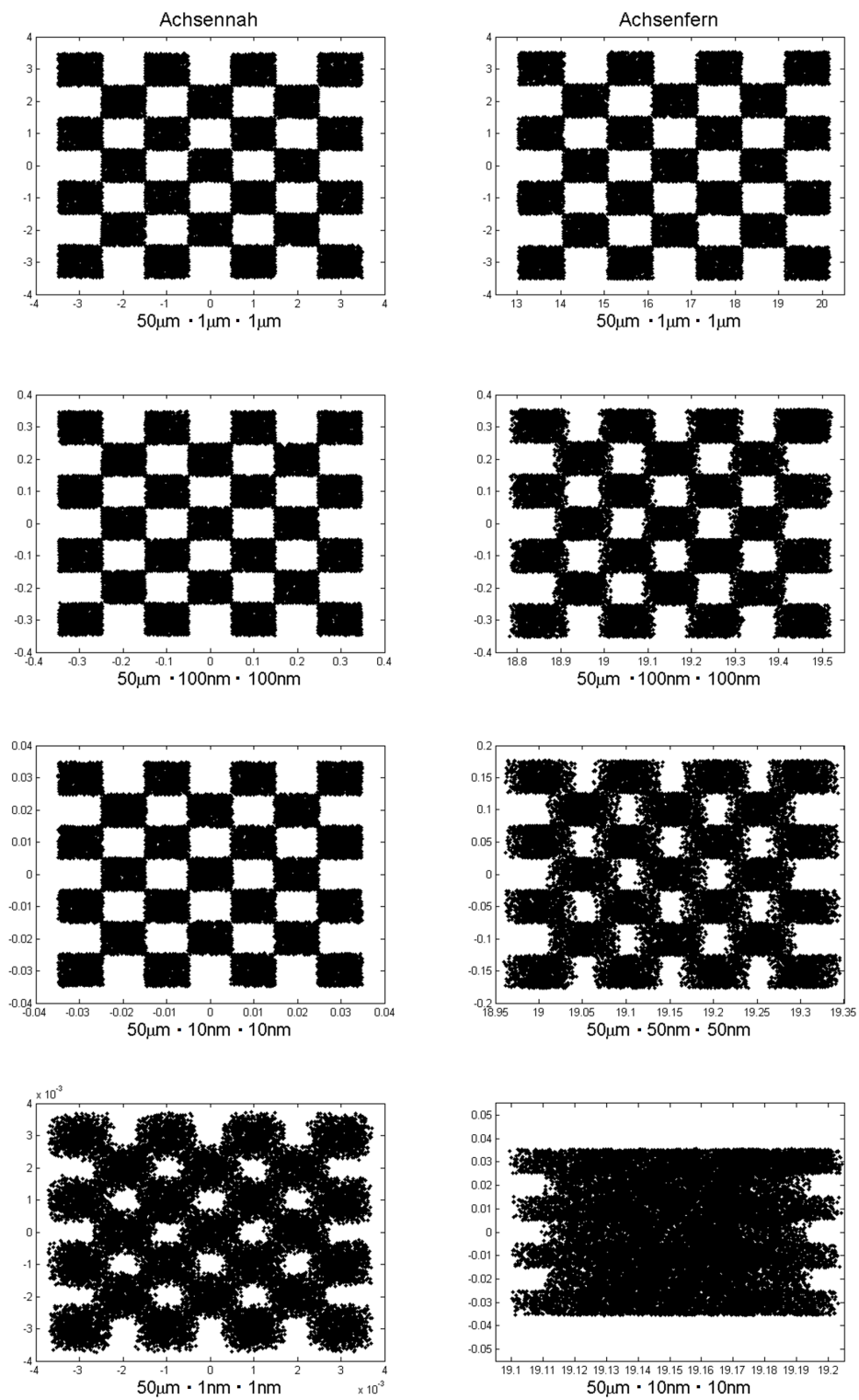


Abbildung 3.13: Simulierte Abbildung mehrerer achsennaher und achsenferner Teststrukturen, bestehend aus mit Ionen gefüllten Quadraten unterschiedlicher Objektausdehnung ($\Delta x_l \cdot \Delta y_l \cdot \Delta z_l$), bei einer Vergrößerung von $M=1000$, auf dem MCP. Die Achsen sind in mm skaliert.

3.4.5 Abbildung einer Teststruktur

Die zuvor beschriebenen Simulationen lassen sich anschaulich durch simulierte Abbildungen einer Teststruktur zusammenfassen. Die Teststruktur besteht hierfür aus 25 Quadern welche mit je 1000 Ionen gefüllt sind. Die Ionen starten aus diesen Quadern mit zufälliger Bewegungsrichtung und einer kinetischen Energie von $9,3\text{neV}$ ihre Trajektorien. Die Quader besitzen in x-Richtung, entlang der optischen Achse, eine Ausdehnung von $\Delta x_t = 50\mu\text{m}$, um die Abbildung nicht, wie zuvor beschrieben, durch die Tiefenschäfe des abbildenden Systems zu beschränken. Die Ausdehnung in y- und z-Richtung wird von $1\mu\text{m}$ bis zu 1nm variiert. Für einen Vergleich der Abbildung eines Objekts in Achsennähe zu der Abbildung eines achsenfernen Objekts wurde die Quaderanordnung zum einen auf der optischen Achse zentriert und zum anderen in y-Richtung um etwa $19\mu\text{m}$ von der optischen Achse entfernt.

Das Ergebnis dieser Simulationen ist in Abbildung 3.13 für eine 1000fache Vergrößerung (angelegte Spannungen gemäß Tabelle 3.2) dargestellt. Es wird deutlich, dass sich achsennahe Objekte mit x/y Kantenlängen von bis zu 1nm durch das optische System gut aufgelöst darstellen lassen. Es ist demnach zu erwarten, dass im Experiment die Auflösung achsennaher Objekte durch die Auflösungsgrenzen des *Delay Line* Detektors limitiert ist. Bei einer Vergrößerung von $M=1000$ entspricht dies in der Objektebene einem Objektpunktabstand von $2 \cdot \frac{17\mu\text{m}}{M} = 34\text{nm}$. Achsenferne Objekte lassen sich, bedingt durch die monochromatische Aberration des Systems, hingegen nur bis zu x/y Kantenlängen von 50nm auflösen. Hier begrenzen Aberrationen die Auflösung. Des Weiteren wird deutlich, dass durch den Astigmatismus des Systems achsenferne Strukturen, welche eine schiefe Trajektorie durch die meisten Linsen besitzen, in ihrer Abbildung in meridionaler Richtung eine schlechtere Auflösung besitzen. Die Verzeichnung für achsenferne Iontrajektorien wird nur schwach sichtbar.

3.5 Experimentelle Toleranzen

In den Simulationen können nicht alle Gegebenheiten und Ungenauigkeiten des experimentellen Aufbaus berücksichtigt werden. Nicht einschätzbar sind hierbei unerwartete Oberflächenrauigkeit, scharfe Kanten, Unebenheiten und sonstige mechanische Fehler und Instabilitäten, die bei der Herstellung der Elektroden und dem Zusammenbau des Systems auftreten können. Auch im Betrieb des Systems entstehende Oberflächenladungen, insbesondere auf Isolatoren, sind nicht vorhersehbar. Sie können jedoch wie in Kapitel 4.1 beschrieben durch das mechanische Design minimiert werden. Näherungsweise abschätzbar sind hingegen durch Asymmetrie des mechanischen Aufbaus, Instabilität der an den Elektroden angelegten Spannungen und Raumladung gegebene Effekte, die im Experiment zu Abweichungen von den Simulationen führen können. Diese drei Effekte werden im Folgenden näher betrachtet.

3.5.1 Mechanische Asymmetrie

Um das teilchenoptische System mit zylindrischer Symmetrie beschreiben zu können, wurde in den zuvor in diesem Kapitel präsentierten Simulationen auf die Berücksichtigung von nicht rotationssymmetrischen Elementen verzichtet. Hierfür wäre eine dreidimensionale Beschreibung des Systems erforderlich gewesen, welche zu einem wesentlich höheren Rechenaufwand geführt hätte. Wie später in Kapitel 4 beschrieben, beinhaltet der experimentelle Aufbau jedoch asymmetrische mechanische Elemente. Dies sind insbesondere für das Fangen und Kühlen der Atome notwendige, geerdete Bauteile. Unter anderem Spulenkörper, Rubidium Dispenser und diverse Halterungselemente. Die größte Rolle spielen hierbei die Spulenkörper. Ihre Spulenachse ist parallel zur y-Achse orientiert und ihre Größe wurde, wie in Kapitel 4.3.1 beschrieben, für einen möglichst geringen, jedoch nicht vermeidbaren Einfluss auf das elektrostatische Feld am

Ort der MOT optimiert. In den zuvor beschriebenen Simulationen musste der Einfluss der Spulenkörper vernachlässigt werden, um mit zylindrischer Symmetrie rechnen zu können.

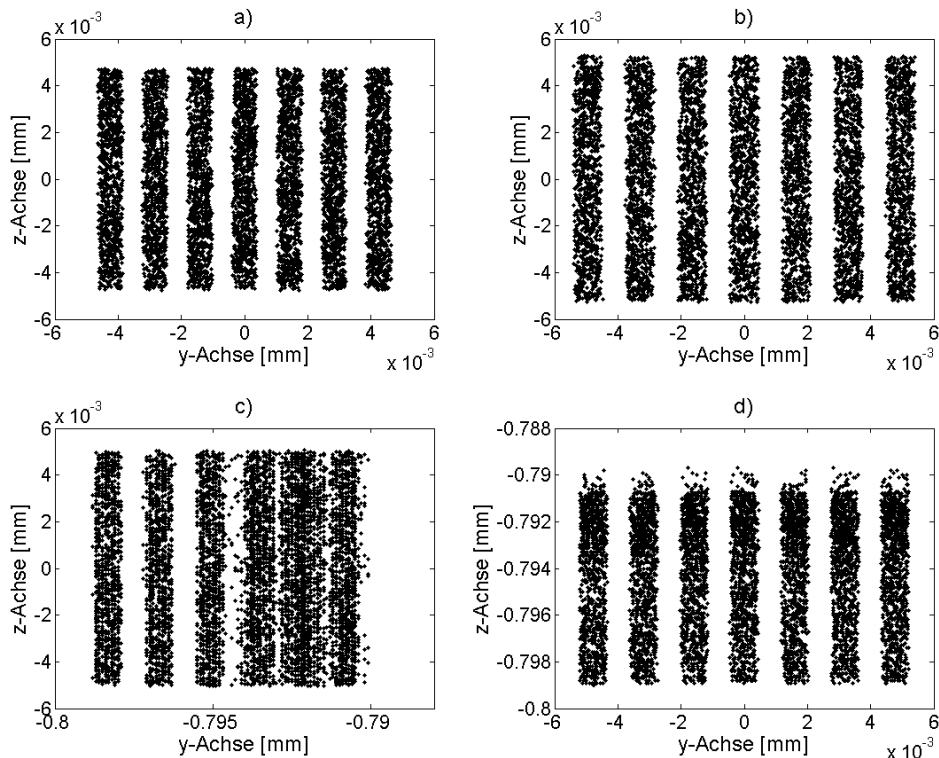


Abbildung 3.14: Auftreffpunkte einer mittig bei $x = 37\text{mm}$ startenden Ionen Teststruktur, bestehend aus $\Delta y_t = 3\mu\text{m}$ breiten, $\Delta z_t = 40\mu\text{m}$ hohen Streifen, auf einer Testebene bei $x = 75\text{mm}$. Angelegte Spannungen für $M \sim 1000$. Gezeigt wird das Simulationsergebnis in a) unter Vernachlässigung der MOT Spulenkörper, in b) mit Berücksichtigung der MOT Spulenkörper, in c) mit Berücksichtigung der MOT Spulenkörper und Verschiebung der mittleren Elektrode der Einzellinse 1 um $+1\text{mm}$ in y-Richtung parallel zur Spulenchse und in d) mit Berücksichtigung der MOT Spulenkörper und Verschiebung der mittleren Elektrode der Einzellinse 1 um $+1\text{mm}$ in z-Richtung senkrecht zur Spulenchse.

Die Abweichung der zu erwartenden Ionentrajektorien sind in Abbildung 3.14 anhand einer Ionenteststruktur startend an der mittigen Position $x = 37\text{mm}$, bestehend aus $\Delta y_t = 3\mu\text{m}$ breiten, $\Delta z_t = 40\mu\text{m}$ hohen Streifen, mit einer Tiefe $\Delta x_t = 0$, bei einer Vergrößerung von 1000 dargestellt. Abbildung 3.14 a) zeigt die zu erwartenden Auftreffpunkte auf einer beliebigen Testebene bei $x = 75\text{mm}$ unter Vernachlässigung der geerdeten Spulenkörper. Bei Berücksichtigung der Spulenkörper wird die Rotationssymmetrie aufgehoben und es ergibt sich, bedingt durch das veränderte Potential am Ort des Testobjekts, eine stärkere Vergrößerung, bzw. Strahlaufweitung. Die entsprechenden Auftreffpunkte sind in Abbildung 3.14 b) dargestellt. Im Experiment sind somit Abweichungen von den Simulationen ohne Berücksichtigung der Spulenkörper zu erwarten.

Einen besonderen Einfluss haben zusätzlich die Elektrodenpositionen. Eine Verschiebung der Mitte ihrer Aperturen bezüglich der optischen Achse bricht die in den Simulationen verwendete Symmetrie. Abbildung 3.14 c) zeigt die zu erwartenden Ionenauftrittspunkte bei einer Verschiebung der mittleren Elektrode der Einzellinse 1 um 1mm in y-Richtung parallel zur Spulenchse. Es wird ersichtlich, dass das Ionenbild zum einen in die entgegengesetzte Richtung verschoben wird und zum anderen auf der Seite, auf der die

Trajektorien nun näher an der verschobenen Elektrode verlaufen, gestaucht wird. Eine fehlerhafte Zentrierung der Linsen führt somit zu einer asymmetrischen Verzeichnung der Abbildung. Der Vollständigkeit halber zeigt Abbildung 3.14 d) eine Verschiebung der mittleren Elektrode der Einzellinse 1 um 1mm in z-Richtung senkrecht zur Spulenachse. Man beobachtet eine leichte Verwaschung in Richtung der optischen Achse. Bei der Herstellung und dem Einbau der Ionenlinsen ist somit besonders auf eine gute Zentrierung der rotationssymmetrischen Elektroden bzgl. der optischen Achse zu achten.

3.5.2 Spannungsinstabilität

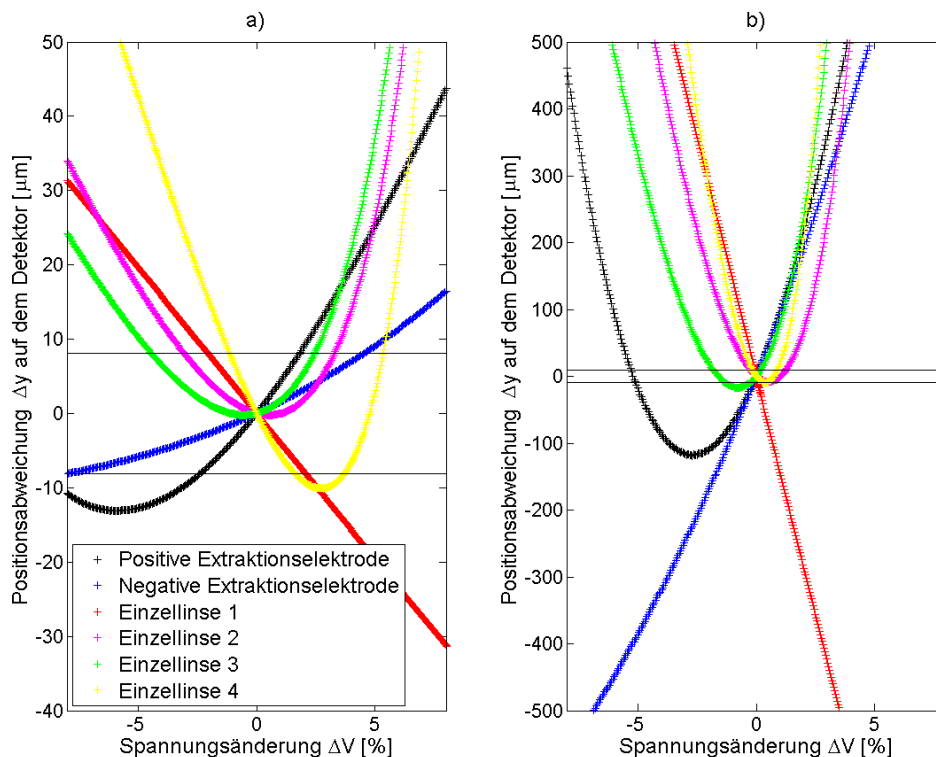


Abbildung 3.15: Änderung Δy der Auftreffposition eines Ions auf dem Detektor bei einer prozentualen Spannungsabweichung bezüglich der Spannungs Sollwerte gemäß Tabelle 3.2 für eine Vergrößerung von 1000. In a) wird ein achsennah startendes Ion betrachtet und in b) ein Ion mit einem Abstand von $18\mu\text{m}$ zur optischen Achse bei seinem Start. Die Spannung wurde für jede Linse einzeln variiert. An den Einzellinsen erfolgt die Spannungsvariation an den mittleren Elektroden. Als durchgezogene schwarze Linien ist der MCP Porenabstand in Höhe von $17\mu\text{m}$ eingezeichnet.

Auch die Stabilität und Präzision der verwendeten Spannungsquellen für die Elektroden hat einen starken Einfluss auf die Ionentrajektorien und somit die Auflösungsgrenze der Ionenoptik. Die Verwendung von möglichst wenigen, stabilen Spannungsquellen mit entsprechenden Spannungsteilern kann diesen Effekt minimieren.

Durch eine direkte Variation der Spannung an den verschiedenen Elektroden kann der Einfluss von Spannungsinstabilitäten genauer betrachtet werden. Das Diagramm in Abbildung 3.15 zeigt die entsprechenden Resultate beispielhaft für eine Vergrößerung von $M \sim 1000$. Die Spannung einer Elektrode wird um eine relative Spannungsänderung variiert während alle anderen Elektroden auf ihrem Sollwert bleiben.

Es wird deutlich, dass, wie bereits in Abbildung 3.5 dargestellt, eine Spannungsänderung die Brennweite der Einzelinse beeinflusst. Die Auftreffposition eines Ions auf dem *MCP* wird somit verschoben. Diese Verschiebung summiert sich über die Linsen auf, vergrößert das Fehlerscheibchen und kann somit die Auflösung des Systems beeinträchtigen. Betrachtet man die durch die Spannungsinstabilitäten der einzelnen Linsen entstehenden Fehlerscheibchen, so findet man über quadratische Addition den Durchmesser des Fehlerscheibchen für das gesamte System. Für achsennahe Ionenstrahlen findet man bei einer Stabilität der Spannungsquellen von $\pm 2\%$ ein Fehlerscheibchen mit einem Durchmesser von etwa $33,8\mu m$. Bei einer Spannungsstabilität von $\pm 1\%$ verkleinert sich das Fehlerscheibchen auf etwa $16,9\mu m$. Eine Stabilität der Spannungsquellen von $\geq 1\%$ reicht somit aus um das System für achsennahe Abbildungen mit der durch den *Delay Line* Detektor gegebenen Auflösungsgrenze von $2 \cdot 17\mu m$ betreiben zu können.

Für die Abbildung achsenferner Ionenstrahlen ist die Spannungsstabilität jedoch kritischer. Das Fehlerscheibchen für Ionen, welche in einem Abstand von $18\mu m$ ihre Trajektorie beginnen, beträgt bei einer Spannungsstabilität von $\pm 1\%$ bereits $409\mu m$, was die Auflösungsgrenze des Systems auf diesen Wert hebt. Erst bei einer Stabilität der Spannungsquellen von unter $\pm 0,05\%$, welche noch zu einem Fehlerscheibchen von $19\mu m$ führt, kann die durch den Detektor gegebene Auflösungsgrenze fast erreicht werden.

Wie Abbildung 3.15 zeigt, reagiert das System am unempfindlichsten auf Spannungsinstabilitäten an der mittleren Elektrode der Einzellinsen 2 und 3. Besonders empfindlich ist es an der mittleren Elektrode der Einzellinse 4 bei achsennahen Trajektorien und an der Einzellinse 1 bei achsenfernen Trajektorien.

3.5.3 Raumladung

SIMION verwendet für die Berechnung der Potentiale auf den Gitterpunkten die Laplace Gleichung $\nabla E = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$. Hierbei wird grundsätzlich von einer Raumladungsdichte $\rho = 0$ ausgegangen, jegliche Raumladungseffekte werden somit vernachlässigt. Dies ist bei hohen Ionendichten, welche elektrostatische Potentiale verzerren, jedoch nicht gerechtfertigt und es müsste die Poisson Gleichung $\nabla E = -\frac{\rho}{\epsilon}$ zur Berechnung der Potentialwerte der Raumpunkte verwendet werden [Sci06; Dah00]. SIMION kann die Abstoßung der Ionen untereinander begrenzt durch das Einführen von *beam repulsion* bei einem gegebenen Ionenstrom in die Simulationen mit einbeziehen.

In den Simulationen dieser Arbeit wurden Raumladungseffekte jedoch grundsätzlich vernachlässigt und ausschließlich mit der Laplace Gleichung gearbeitet. Insbesondere in Fokusnähe kann die abstoßende Coulombkraft bei hohen Ionenströmen zwischen den Ionen jedoch eine Rolle spielen, da sie die Ionen von der Fokussierung abhält. Da im Experiment mit einem Ionenstrom von etwa $0,8\mu A$ gerechnet wird, ist die Vernachlässigung des Effekts jedoch gerechtfertigt.

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau

Die experimentelle Charakterisierung der entwickelten Ionenoptik erfolgte mit Rubidiumionen. Diese wurden über Photoionisation kalter Rubidiumatome aus einer magneto-optischen Falle erzeugt. In diesem Kapitel wird zunächst die Umsetzung der simulierten Ionenoptik in ein mechanisches Design beschrieben. Anschließend wird auf die Ionendetektion mit einem *MCP stack* und *Delay Line* Detektor näher eingegangen. Darauf folgt eine Beschreibung der Realisierung der magneto-optischen Falle, des Photoionisationschemas sowie der verwendeten Vakuumkammer.

4.1 Ionenoptik

Das Herzstück des experimentellen Aufbaus ist die Ionenoptik. Sie wurde in Übereinstimmung mit der in Kapitel 3 beschriebenen Elektrodenanordnung designt. Die Herstellung sämtlicher leitender Bauteile aus OFHC-Kupfer (*Oxygen Free High Conductivity Copper*) und Edelstahl erfolgte in der feinmechanischen Werkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Tübingen. Isolierende Teile, bestehend aus der Glas-keramik Macor, wurden extern von der Firma HaSaPro [HaS] angefertigt.

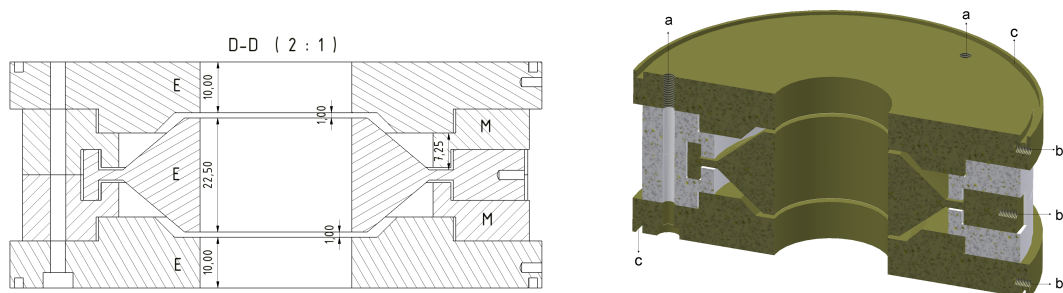


Abbildung 4.1: Technische Zeichnung im Schnitt und 3D Schnittbild der Einzellinse 3. Die Edelstahlelektroden E haben einen lichten Weite Abstand von 1mm zueinander. Die Oberflächendistanz auf dem Macor-Isolator M beträgt $7,25\text{mm}$. Die Außenelektroden werden über M3 Schrauben durch die Bohrungen a miteinander verbunden. Die Kontaktierung erfolgt über die Gewinde b. Die Driftröhre werden über die Ausfräsungen c an die Linse angeschlossen. Die Macorteile sind aus der Perspektive der Ionentrajektorien nicht direkt zugänglich, so dass Aufladungen der Isolatoren vermieden werden können.

Für Elektroden werden grundsätzlich Materialien mit hoher Austrittsarbeit und geringer Oberflächenrauigkeit wie Edelstahl, Titan oder Molybdän verwendet. Angesichts der Größe der geplanten Elektroden

wurden sie für diese Arbeit aus Edelstahl hergestellt. Generell ist es jedoch aufgrund des nahezu übereinstimmenden Wärmeausdehnungskoeffizienten von Macor und Titan sinnvoller, Titanelektroden zu verwenden. Für die Isolatoren wurde Macor, wegen seiner geringen Ausgasrate und somit guter Ultrahochvakuum (UHV) Tauglichkeit, verwendet.

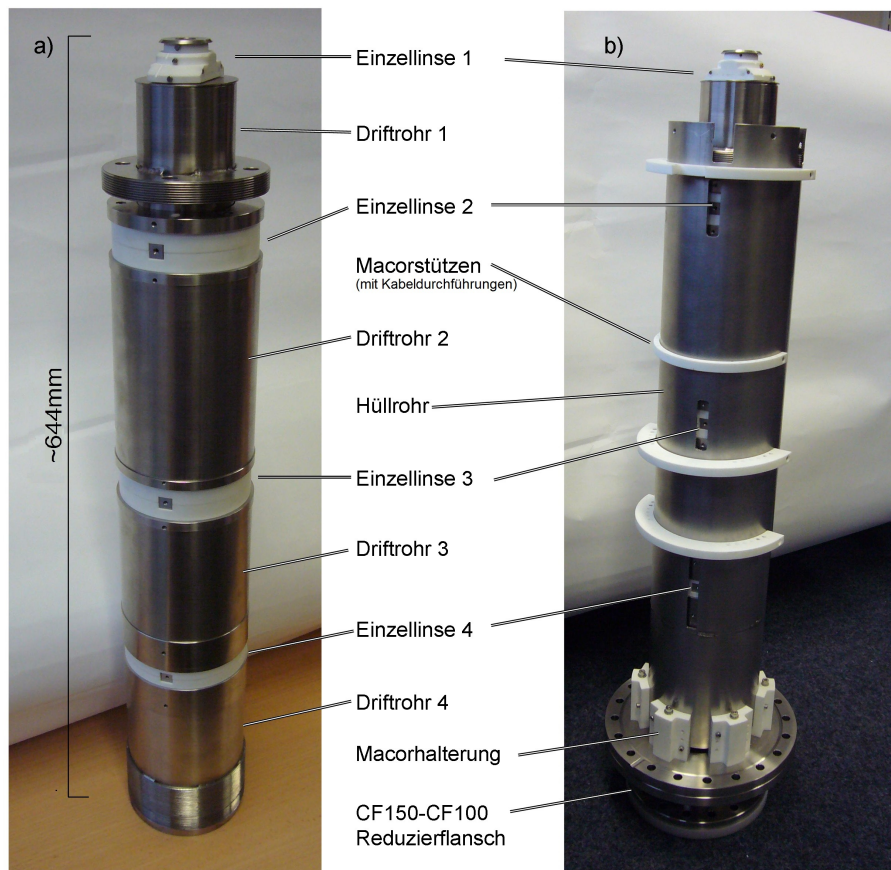


Abbildung 4.2: Foto a) zeigt die aus 4 Einzelinsen und 4 Driftröhren bestehende Elektrodensäule. Foto b) zeigt die in einem Hüllrohr an einem CF150-CF100 Reduzierflansch befestigte Elektrodensäule

Um Überschlüge im Vakuum zu vermeiden, muss zwischen den Elektroden im freien Raum ein Abstand von etwa 1mm pro 6kV bestehen [Dru84]. Da Kriechströme über der Isolatoroberfläche berücksichtigt werden müssen, sollte die Oberflächendistanz auf der Isolatoroberfläche etwa 1mm pro kV Spannungsdifferenz betragen [Dru84]. Zusätzlich muss das Entstehen von Oberflächenladungen auf den Isolatoren möglichst vermieden werden, da sie das elektrostatische Feld erheblich beeinflussen. Dafür werden die Elektroden so gestaltet, dass von keinem Punkt des Ionenstrahls aus Isolatoroberflächen auf direktem Wege zugänglich sind. Abbildung 4.1 zeigt eine technische Schnittzeichnung der Einzelinse 3, welche diese Bedingungen erfüllt und somit mit Spannungen bis 6kV betrieben werden kann. Die Einzelinsen 2 und 4 sind sehr ähnlich aufgebaut. Die Kontaktierung erfolgt über das Festschrauben von Drähten mit Entlüftungsschrauben. Die drei Edelstahlelektroden und zwei Macor-Teile werden mit drei M3 Schrauben miteinander befestigt.

Hierbei entsteht ein Verbindung der beiden Außenelektroden miteinander, die mittlere Elektrode bleibt isoliert.

Die asymmetrische Einzellinse 1 und die drei symmetrischen Einzellinsen 2, 3 und 4 werden über Driftrohrstücke aus Edelstahl miteinander verbunden. Dafür besitzen die Außenelektroden der Einzellinsen eine kreisförmige, 2mm tiefe Ausfräsung. In Abbildung 4.2 a) verdeutlicht ein Foto die Anordnung. Driftrohr 1 und 4 besitzen jeweils ein Außengewinde um die Elektrodensäule in ein Hüllrohr mit Innengewinde zu schrauben. Insgesamt hat die Elektrodensäule zwischen der Vorderseite der negativen Extraktionselektrode und der Unterseite des Driftrohrs 4 eine Länge von $644,5\text{mm}$. Zur Abschirmung der von $-2,4\text{kV}$ abweichenden Potentiale des Ionendetektors (siehe 4.2) befindet sich an der Unterseite des Driftrohrs 4 ein 2mm dicker Edelstahlring mit einem Innendurchmesser von 47mm . Dieser ist auf den Fotos nicht sichtbar. Weitere Maße der Elektroden sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Abbildung 4.2 b) zeigt die mit Macorhalterungen in dem Hüllrohr untergebrachte Anordnung befestigt auf einem CF150-CF100 Reduzierflansch. Die Macorhalterung, bestehend aus sechs Macorfüßen, ermöglicht das Festschrauben des Hüllrohrs an die CF150 Seite des Reduzierflanschs, welcher mit entsprechenden Gewindebohrungen versehen ist. Die Isolation des Hüllrohrs ist notwendig, da es bei Betrieb der Ionenoptik auf demselben Potential liegt wie die Driftrohre und Außenelektroden der Einzellinsen und somit keinen Kontakt mit der geerdeten Vakuumkammer besitzen darf. Um das Hüllrohr innerhalb der Vakuumkammer zu stützen, sowie um eine sichere Kabelführung zu ermöglichen, werden vier halbe Macorstützringen mit Kabeldurchführungen an dem Hüllrohr angebracht.

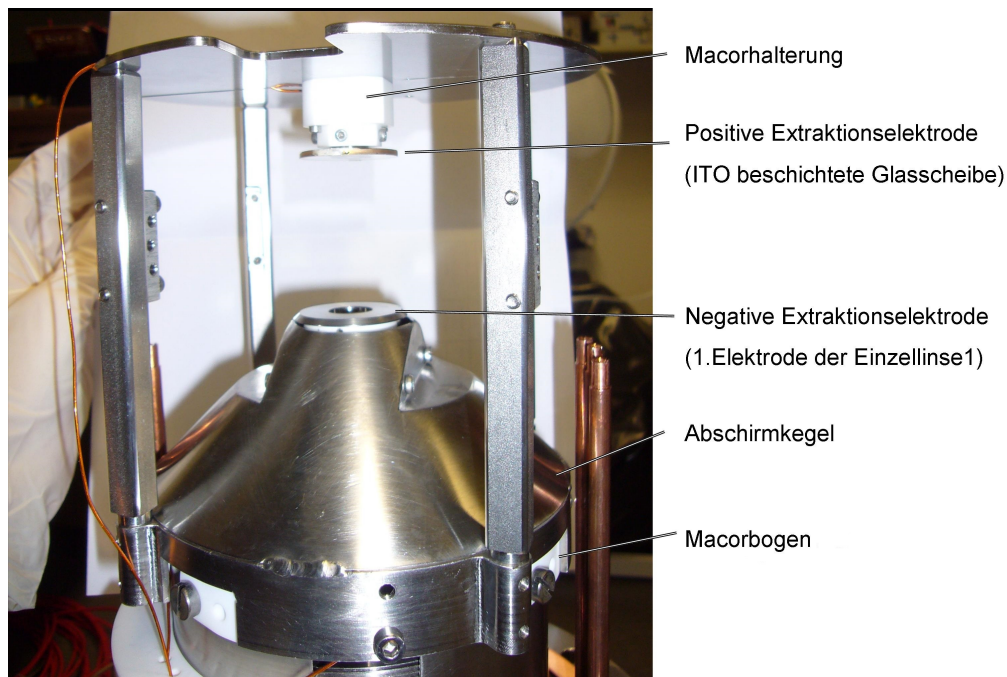


Abbildung 4.3: Das Foto zeigt den Abschirmkegel, an welchem die Einzellinse 1 und die positive Extraktionselektrode aus mit ITO beschichtetem Glas befestigt sind. Er wird über 4 Macorbögen isoliert an dem Hüllrohr befestigt.

Die Extraktion der Ionen aus der MOT erfolgt über das Beschleunigungsfeld zwischen der ersten Elektrode (negative Extraktionselektrode) der Einzellinse 1 und einer zu ihr in einem Abstand von 46mm befestigten positiven Extraktionselektrode. Diese Extraktionsanordnung muss mit den geometrischen Anforderungen der Laserstrahlen kompatibel sein. Um den optischen Zugang entlang der optischen Achse zu er-

halten, wurde für die positive Extraktionselektrode eine Glaselektrode verwendet. Hierfür wurde im LISA-Zentrum der Universität Tübingen eine Glasscheibe mit einem Durchmesser von 30mm und einer Dicke von 2mm mit 80nm Indiumzinnoxid (ITO) beschichtet. Bei einem Oberflächenwiderstand von etwa 150Ω bleibt die Transmission von sichtbarem Licht bei etwa 80%. Die Glaselektrode wird mit dem vakuumtauglichen, leitenden EPO Tek H20E Kleber an einer Edelstahlhalterung befestigt, welche wiederum über eine Macorhalterung von dem Abschirmkegel und den weiteren damit verbundenen Komponenten isoliert wird.

Um das elektrostatische Beschleunigungsfeld zwischen den beiden Extraktionselektroden von den Potentialen der weiteren Elektroden der Ionenoptik abzuschirmen, wird die Einzellinse 1 in einem geerdeten Kegel aus Edelstahl befestigt. Dieser wird mit dem in Betrieb auf Spannung liegenden Hüllrohr verschraubt. Die Isolierung zwischen Abschirmkegel und Hüllrohr erfolgt über vier Macorbögen. Das Foto in Abbildung 4.3 zeigt diesen Aufbau.

Die Spannungsversorgung der Elektroden erfolgt über vier, auf 3000V begrenzte, CF16 Durchführungsflansche mit je vier Kontaktstiften, wie sie in Abbildung 4.8 dargestellt sind. Neben Spannungsquellen von RoentDek (NHQ 214M mit einem Rauschen $< 50mV$) wurden die notwendigen Spannungsquellen in der Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts der Universität Tübingen angefertigt (Rauschen $< 100mV$).

4.2 Microchannel Plate (MCP) und Delay Line Detector

Die Detektion der Ionen erfolgt mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung über zwei Vielkanalplatten (*Microchannel Plate, MCP*) in Kombination mit einem *Delay Line Detector* DLD40EP von der Firma Roentdek GmbH. Der prinzipielle Aufbau dieses Detektionssystems und ein Foto sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

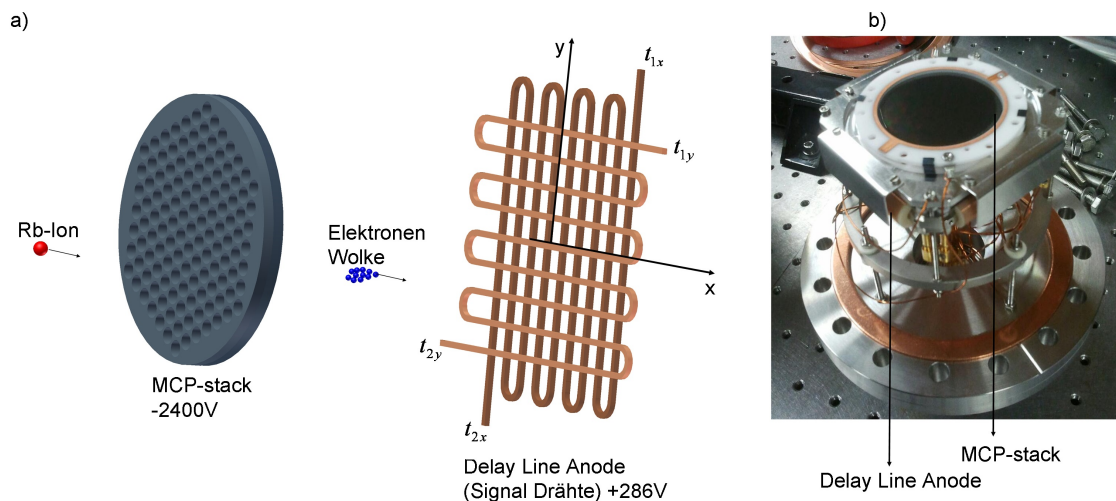


Abbildung 4.4: a) Prinzip des Ionendetektors bestehend aus zwei Vielkanalplatten und *Delay Line* Anode. Ionen lösen in den Poren der *MCPs* Elektronenwolken aus, welche durch einen Potentialgradienten in Richtung der *Delay Line* Anode beschleunigt werden und dort entlang der Drähte propagierende Signale auslösen. Elektronisches Auslesen und Verarbeiten dieser Zeitsignale (t_{1x} , t_{2x} , t_{1y} und t_{2y}) erlaubt eine hohe räumliche Auflösung der Auftreffposition der Elektronenwolke. b) Foto des verwendeten DLD40EP montiert auf einem CF100 Flansch mit Durchführungen für Spannungsversorgung und Signalentnahme.

Ionen werden durch den Potentialverlauf der Ionenoptik und dem Potential auf der Vorderseite des Detektors auf diesen geleitet. Hier treffen sie zunächst auf zwei in *chevron* Konfiguration übereinander lie-

gende *MCPs*. Diese bestehen aus $1,5\text{mm}$ dünnen Scheiben mit einer Anordnung von Glaskapillaren, bzw. Poren, welche mit einem kleinen Winkel zur Oberfläche durch die Platte gehen. Liegen zwei *MCPs* übereinander, so sehen die Kapillaren seitlich aus wie ein Fischgrätenmuster, weshalb man von einer *chevron* Konfiguration spricht. Auftreffende Ionen lösen in den *MCP* Poren Elektronenlawinen aus, welche durch eine Potentialdifferenz beschleunigt durch den hinter dem *MCP stack* angeordneten *Delay Line Detector* fliegen. Die *MCPs* besitzen eine aktive Fläche mit einem Durchmesser $> 40\text{mm}$ und einen Porendurchmesser von $13\mu\text{m}$ bei einem Mitte-zu-Mitte Abstand von $17\mu\text{m}$. Dies begrenzt die räumliche Auflösung des Ionendetektors auf $2 \cdot 17\mu\text{m}$ (siehe Gleichung 2.26) [Roe].

Der *Delay Line Detector* besteht aus einem Paar meanderförmig angeordneter Referenz- und Signaldrähte für jede Raumrichtung (Referenzdrähte sind in Abb. 4.4 nicht dargestellt). Im Betrieb liegen die zwei Referenzdrähte auf einer Spannung von $+250\text{V}$, die zwei Signaldrähte auf $+286\text{V}$. Das Drahtpaar für die x-Richtung ist hierbei senkrecht zu dem Drahtpaar für die y-Richtung angeordnet. Durchfliegt eine Elektronenwolke die Drahtanordnung, so entsteht durch einen Spannungsabfall auf dem Draht (*delay line*) ein negativer Signalpuls welcher in beide Richtungen entlang des Drahtes propagiert. An beiden Drahtenden wird die Ankunftszeit des Signals bestimmt. Aus der Zeitdifferenz lässt sich damit die räumliche Position der Signalquelle berechnen. Die 2-dimensionale räumliche Information besteht somit aus zwei Signalen für die x-Richtung (t_{1x}, t_{2x}) und zwei für die y-Richtung (t_{1y}, t_{2y}). Da die Ausbreitungszeit entlang eines Drahtes immer konstant ist ($t_{1x} + t_{2x} = t_{1y} + t_{2y}$) lassen sich unechte Ereignisse ausschließen. Bei dem DLD40EP breitet sich ein Signale senkrecht zu den Drahtwindungen mit $v_{\perp} = \frac{1}{0,75} \frac{\text{mm}}{\text{ns}}$ aus, d.h. eine Zeitdifferenz von $1,5\text{ns}$ entspricht einem Positionsunterschied von 1mm bzgl. der Detektormitte [Jag02].

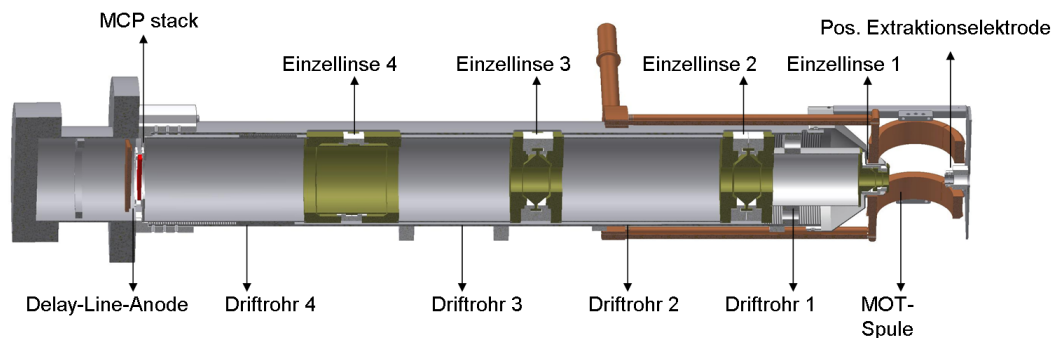


Abbildung 4.5: Schnittbild zur Darstellung der Ionenoptik in der Vakuumkammer mit *MCP stack* und *Delay Line Anode*.

Die durch den Potentialeinbruch auf dem Draht entstehenden unipolaren, negativen Signale werden nach DC Entkopplung verstärkt und mit einem *CFD* (*Constant Fraction Discriminator*) zu einem NIM (*Nuclear Instrumentation Modul*-Standard) Signal verarbeitet. Hierfür wird das unipolare Signal durch den *CFD* zunächst in zwei Teile unterschiedlicher Pulshöhe aufgeteilt. Eines davon wird verzögert, das andere invertiert. Werden die Signale wieder summiert so ergibt sich ein bipolares Signal mit einem Nulldurchgang welcher ausschließlich von der Anstiegszeit des Eingangssignals abhängig ist, jedoch nicht von der Pulshöhe und Breite des Eingangssignals abhängt. Dadurch erhält man exakte Zeitmarker für die Diskretisierung in ein NIM Signal mit negativem Logikpegel. Ein Zeit-Digital-Wandler (*Time to Digital Converter, TDC*) wandelt die Signale in eine digitale Ausgabe der Pulsankunftszeiten um. Die so erhaltenen Werte t_{1x} , t_{2x} , t_{1y} und t_{2y} werden gespeichert und können mit der Software Cobold 2011 zu 2-dimensionalen Bildern oder Histogrammen verarbeitet und in Echtzeit dargestellt werden. x- und y-Position bzgl. der Detektor Mitte

lassen sich über

$$x = \frac{(t_{1x} - t_{2x} + O_x)v_{\perp}}{2} \quad (4.1)$$

und

$$y = \frac{(t_{1y} - t_{2y} + O_y)v_{\perp}}{2} \quad (4.2)$$

mit offsets O_x und O_y bestimmen.

Um die Ausgangssignale einem Ereignis zuordnen zu können, wird ein Signalpuls des vorderen *MCPs* als Gatter (*gate*) verwendet. Nur *Delay Line* Signale, welche direkt auf ein *MCP* Signal folgen, werden als echtes Ereignis gewertet und gespeichert. Der *TDC* hat eine zeitliche Diskretisierungs-Größe von $25ps$, was einer räumlichen Diskretisierung von $\frac{25ps \cdot v_{\perp}}{2} = 16,7\mu m$ entspricht. Flugzeit Messungen (*Time of Flight*, *TOF*) besitzen eine zeitliche Auflösung von unter $1ns$ bei einer *multi-hit*-Totzeit von $10 - 20ns$ [Ali99].

Das *MCP stack* sowie der darauf folgende *Delay Line* Detektor sind, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, an dem CF100 Flansch hinter der Ionenoptik positioniert.

4.3 Magneto-optische Falle

Die zu ionisierenden Rubidiumatome werden in einer magneto-optischen Falle (MOT) [Raa87] gespeichert und gekühlt. Dieses Standardverfahren zur Erzeugung kalter Atomwolken nutzt den Strahlungsdruck eines gegenüber der atomaren Resonanz rot verstimmten Lichtfeldes, bestehend aus sechs Laserstrahlen, zum Abbremsen der Atome. Aufgrund des Doppler Effekts absorbiert ein sich auf einen Laserstrahl mit entsprechender Geschwindigkeit zu bewegendes Atom ein Photon, übernimmt dessen Impuls und erfährt so eine Kraft entgegen seiner Flugrichtung. Die spontane Emission des Photons erfolgt in eine zufällige Raumrichtung, weshalb im Mittel die bremsende Kraft in Richtung des Laserstrahls dominiert. Ein überlagertes magnetisches Quadrupolfeld gewährleistet den räumlichen Einschluss der Atome. Die atomare Energieaufspaltung aufgrund des Zeeman Effekts ermöglicht es, dass Strahlungsdruck auf die Atome in Richtung des Magnetfeldminimums ausgeübt wird.

Die MOT wird mit Hilfe eines Spulenpaares in Anti-Helmholtz Konfiguration im Inneren der Vakuumkammer und einem auf dem optischen Tisch aufgebauten Lasersystem realisiert. Die thermischen Rubidiumatome werden hierfür aus zwei mit $4A$ stromdurchflossenen Dispensern gewonnen.

4.3.1 Quadrupolfeld

Für das Speichern der Atome in einer MOT wird ein magnetisches Quadrupolfeld eingesetzt. Dieses wird über zwei in der Vakuumkammer auf Spulenkörpern angebrachte, mit gegenläufigen Strömen betriebene Spulen (MOT-Spulen) erzeugt.

Die Spulen wurden mit einem kaptonisolierten Kupferdraht mit $0,6mm$ Leiterdurchmesser und einem Gesamtdurchmesser von $0,9mm$ gewickelt. Jede Spule besitzt auf 8 Lagen verteilte 192 Windungen. Die Spulen haben einen gegenseitigen lichten-Abstand von $42mm$, eine Höhe von $22mm$, einen Innenradius von $34mm$ und einen Außenradius von $42mm$ (siehe Abb. 4.6). Die Spulen werden mit einem Strom von $0,8A$ in Anti-Helmholtz Konfiguration betrieben. Dies führt im Zentrum zu einem vertikalen Gradienten entlang der Spulenachse von $11 \frac{G}{cm}$. Für den Zugang der vertikalen MOT-Laserstrahlen besitzen die Spulenkörper ein Loch mit einem Radius von $33mm$. Zusätzlich sind sie geschlitzt um das Entstehen von Wirbelströmen beim Schalten der Spulen zu vermeiden.

Da die Spulenkörper geerdet sind, wurde das Loch groß gewählt, um die in Überlagerung mit dem Beschleunigungsfeld der Ionenoptik entstehende, asymmetrische Verzerrung des elektrischen Feldes am Ort

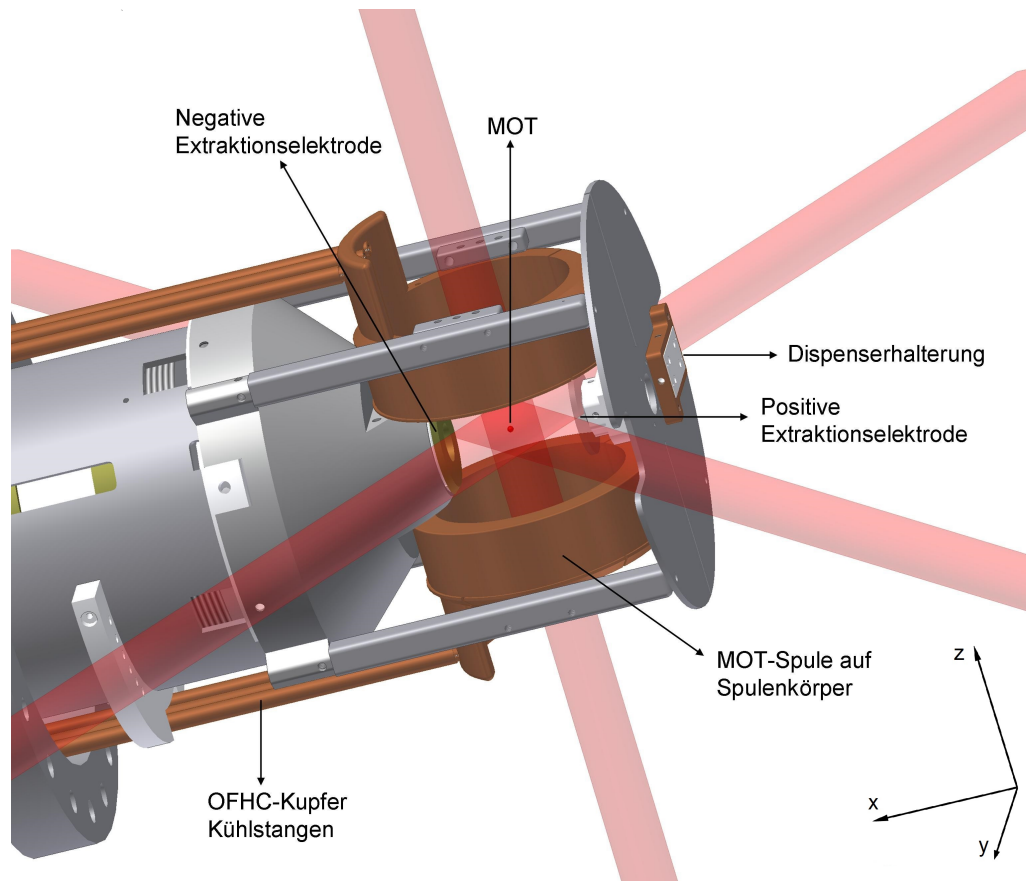


Abbildung 4.6: 3D Bild des Aufbaus zur Erzeugung der magneto-optischen Falle (MOT). Dargestellt sind insbesondere die Halterung der Rubidium Dispenser, die MOT Spulen mit Kühlstangen, die Laserstrahlen und die MOT mittig zwischen den beiden Extraktionselektroden.

der MOT zu minimieren. Hierbei muss ein Kompromiss eingegangen werden, da bei wachsendem Bohrungsdurchmesser die Verzerrung des Feldes zwar abnimmt, der notwendige Strom und die Windungszahl der Spulen für einen für das Fangen der Atome ausreichenden Magnetfeldgradienten jedoch stark ansteigt. Aufgrund des Widerstandes des Drahtes in Höhe von $2,95\Omega$ (spezifischer Widerstand $0,064\frac{\Omega}{m}$) je Spule wächst die entstehende Abwärme ebenfalls und begrenzt somit die realisierbare Spulenkonfiguration. Abbildung 4.6 zeigt die verwendeten Spulenkörper und die mit diesen verbundenen Kühlstangen. Jeder Spulenkörper ist mit drei Kühlstangen verbunden. Diese leiten die Abwärme über einen Ring und zwei weitere, durch CF16 Flansche führende, Kühlstangen aus der Kammer. Die Spulenkörper und Kühlstangen bestehen aus OFHC-Kupfer, welches mit einer hohen Wärmeleitfähigkeit die Wärmeabfuhr in den Kammeraußenbereich ermöglicht.

4.3.2 MOT Lasersystem

Für das Kühlen der Rubidium 87-Atome werden sechs Laserstrahlen, wie in Abbildung 4.6 dargestellt, mit dem magnetischen Quadrupolfeld überlagert. Die Laserstrahlen bestehen aus einer Überlagerung eines Kühllasers und eines Rückpumpasers. Der Kühllaser treibt, wie in dem in Abbildung 4.7 dargestellten Termschema eingezeichnet, den Kühlübergang von $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$. Der Rückpumpaser pumpt die aus offresonanten Anregungen in den $5S_{1/2}, F = 1$ zerfallenen Atome zurück in den Kühlübergang.

Für die Stabilisierung des Kühllasers auf die notwendige Frequenz wird ein Referenzlaser verwendet. Dies ist ein im Nachbarlabor stehender DLPro Laser der Firma Toptica. Er wird über FM Spektroskopie [Dem95] auf den $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 2/3$ crossover stabilisiert. Der Kühllaser wird über eine Schwebung bei einer Schwebungsfrequenz von 126MHz mit dem Referenzlaserlicht stabilisiert. Der Kühllaser selbst ist ein gitterstabilisierter Diodenlaser [Ric95] mit einer Laserdiode des Typs QL und einer Ausgangsleistung von etwa 35mW .

Für den Rückpumpulaser wird eine Laserdiode des Typs Sharp injiziert. Das Licht für die Injektion wird über eine optische single-mode-Faser aus dem Nachbarlabor geliefert. Der dort stehende DLPro Laser der Firma Toptica wird über eine $6,8\text{GHz}$ Schwebung mit dem Referenzlaser auf den $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 2$ Übergang stabilisiert [Fed16].

Sowohl der Kühllaserstrahl als auch der Rückpumpulaserstrahl werden über Teleskope auf einen $\frac{1}{e^2}$ Radius (*beamwaist*) von etwa 20mm bzw. 12mm aufgeweitet und an einem Polarisationsstrahlteiler überlagert. Die Strahlen werden anschließend über eine Anordnung von $\frac{\lambda}{2}$ -Platten und Polarisationsstrahlteilern in sechs Teilstrahlen aufgeteilt. Vor dem Eintreten der Strahlen durch die Sichtfenster der Vakuumkammer werden sie mit $\frac{\lambda}{4}$ -Platten, je nach vertikaler oder horizontaler Eintrittsrichtung, rechts- oder linkszirkular polarisiert. Entlang der vertikalen Richtung durch die Bohrungen der Spulenkörper besitzen die Laserstrahlen im Vergleich zu den horizontalen Strahlen etwa die doppelte Leistung. Für die Strahlführung der vertikalen Laserstrahlen befindet sich unterhalb der MOT-Spulen ein um 45° geneigter dielektrischer Spiegel in der Kammer.

Alle Laser besitzen typischerweise eine Linienbreite von $< 1,5\text{MHz}$ was das frequenzgenaue Stabilisieren auf die atomaren Übergänge und somit die Manipulation der Atome ermöglicht.

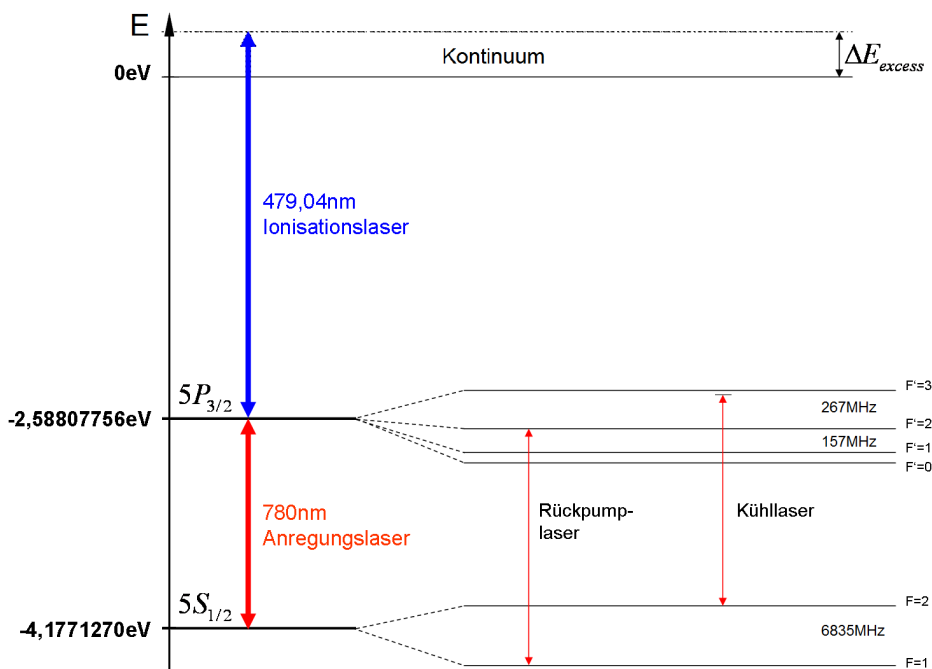


Abbildung 4.7: Termschema von ^{87}Rb (Kernspin $I = \frac{3}{2}$) mit eingezeichneten Übergängen zur Anregung und Ionisation. Der Vollständigkeit halber sind die Kühl-($780,246021\text{nm}$) und Rückpumpübergänge ($780,23268\text{nm}$) der MOT in der Hyperfeinstruktur eingezeichnet. Bei dem Übergang in das Kontinuum wird die Überschussenergie ΔE_{excess} auf die Ionisationspartner (Elektron und Ion) übertragen.

4.4 Photoionisation

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte räumliche Abbildung von Rubidiumionen wird als indirekte Abbildung von neutralen kalten Rubidiumatomen im Grundzustand verwendet. Für die dazu notwendige Ionisierung von Rb^{87} Atomen aus dem $5S_{1/2}$ Grundzustand muss eine Energie von mindestens $4,1771270eV$ [Ste09] auf das Atom übertragen werden. Dies wird über Photoionisation direkt aus einer magneto-optischen Falle (MOT) mit Hilfe eines Zwei-Photonen-Übergangs erreicht.

Im Folgenden werden der damit verbundene, für die Ionenoptik relevante Energieübertrag, die Ionisationsrate sowie die verwendete Laseranordnung näher beschrieben.

4.4.1 Energieübertrag

Für die Charakterisierung der abbildenden Ionenoptik werden Ionenstrukturen durch Photoionisation direkt aus einer MOT erzeugt. Der für die MOT benötigte Kühlaser ist nur um wenige MHz bzgl. des $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$ Übergangs verstimmt und kann somit direkt als Anregungslaser für eine Zwei-Photonen-Photoionisation aus dem Grundzustand heraus verwendet werden. Wie schematisch in dem Term-schemata in Abbildung 4.7 dargestellt, wird für die Ionisation aus $5P_{3/2}$ in das Kontinuum, bei Vernachlässigung der Hyperfeinstruktur, somit noch ein zusätzlicher Laser mit einer Photonenenergie von mindestens $2,58807756eV$ bzw. einer Wellenlänge $\lambda < 479,059nm$ [Ste09] benötigt. Bei Überschreitung der Energiedifferenz zwischen $5P_{3/2}$ und dem Kontinuum wird die Überschussenergie ΔE_{excess} in Form von kinetischer Energie auf die entstehenden Ionen und Elektronen übertragen. Betrachtet man den Photoionisationsprozess unabhängig von Atom- und Photonimpuls, so folgt aus Impuls- und Energieerhaltung

$$\vec{p}_I + \vec{p}_e = 0 \quad (4.3)$$

und

$$\Delta E_{excess} = \frac{\vec{p}_I^2}{2m_I} + \frac{\vec{p}_e^2}{2m_e} = \frac{\vec{p}_I^2}{2m_I} \left(1 + \frac{m_I}{m_e}\right) \quad (4.4)$$

mit \vec{p}_I dem Impuls und m_I der Masse der Ionen sowie \vec{p}_e dem Impuls und m_e der Masse der Elektronen. Daraus folgt für die Ionenenergie

$$E_{Ion} = \frac{\vec{p}_I^2}{2m_I} = \left(\frac{m_e}{m_{Ion} + m_e}\right) \Delta E_{excess}. \quad (4.5)$$

Mit $\frac{m_e}{m_I} = 6,3 \cdot 10^{-6}$ geht somit weniger als 0,001% der Überschussenergie auf das Ion über. Die restlichen 99,999% nimmt das Elektron als kinetische Energie auf. Die Bewegungsrichtung der Ionen nach der Ionisation ist gleichmäßig auf alle Raumrichtungen verteilt. Im Fall des verwendeten Ionisationslasers mit einer Wellenlänge von $479,04nm$ erhält das Rubidium Ion bei einer Überschussenergie von $\Delta E_{excess} = 104\mu eV$ einen Energieübertrag E_{Ion} in Höhe von $0,65neV$.

Einen weiteren Beitrag zur Energie der Ionen liefert der Impulsübertrag der Anregungs- und Ionisationsphotonen. Mit

$$E = \frac{(\hbar k)^2}{2m_{Rb}}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4.6)$$

findet man für den Anregungslaser mit einer Wellenlänge von $780nm$ einen Energiebeitrag von $15,6peV$. Für den Ionisationslaser mit $479,04nm$ sind es $41,3peV$. Diese Beiträge können bei großer Überschussenergie vernachlässigt werden. Insbesondere bei Berücksichtigung der Ausgangstemperatur der Atome in einer MOT ($T \approx 100\mu K$, $E_{kin} = k_B T = 8,6neV$) sind sie nicht mehr relevant. Sämtliche Simulationen und

Abschätzungen wurden deshalb nur unter Berücksichtigung der thermischen Energie und der auf das Ion übertragenen Überschussenergie durchgeführt. Die über Photoionisation aus der MOT erzeugten Rubidiumionen besitzen somit eine kinetische Energie $E_{Ion,gesamt} = K_B T + E_{Ion} \approx 8,6neV + 0,65neV \approx 9,3neV$.

4.4.2 Ionisationsrate

Für die mittels Photoionisation erzeugten Strukturen spielt neben dem Energieübertrag die Ionisationsrate eine große Rolle. Die räumliche Detektion der Ionen erfolgt über die Integration der Ionenzählrate auf dem Detektor. Die Ionisationsrate ist somit ausschlaggebend für die Signal-Intensitätsverteilung des aufgenommenen Bildes.

Bei Photoionisation direkt aus der MOT findet man die Atome in einer Mischung aus einer Besetzung des $5S_{1/2}, F = 2$ Grundzustands und einer Besetzung des $5P_{3/2}, F' = 3$ angeregten Zustands. Die Ionisation ins Kontinuum hängt somit von dem Anteil der Atome ab die sich im angeregten Zustand befinden [Sha07].

Die Ionisationsrate R_i von dem angeregten Zustand ins Kontinuum lässt sich bei Kenntnis des Ionisations Wirkungsquerschnitts σ_i , der Besetzungszahl des angeregten Zustands f und des Photonenflusses $\Phi = \frac{I}{\hbar\omega}$ mit der Laserintensität I und Laserfrequenz ω in einem einfachen Ratenbild berechnen zu [Aok13]

$$R_i = \sigma_i \Phi f = \sigma_i \frac{I}{\hbar\omega} f. \quad (4.7)$$

Der Ionisationswirkungsquerschnitt σ_i wurde von Aymar et al. [Aym84] für einen Ionisationslaser mit einer Wellenlänge von 479nm zu $12.5, 13$ und $14 \cdot 10^{-18} cm^2$ berechnet.

Abhängig von der Zahl der Atome in der MOT N_{MOT} ergibt sich im Gleichgewichtszustand ein kontinuierlicher Ionenstrom [Han06]

$$I = R_i N_{MOT}. \quad (4.8)$$

Dieser sollte so niedrig sein, dass im entstehenden Ionenstrahl Raumladungseffekte bzw. die abstoßende Coulombkraft zwischen den Ionen keine Rolle spielt.

4.4.3 Photoionisations Lasersystem

Neben dem als Anregungslaser wirkenden MOT Kühllaser, welcher schon in Abschnitt 4.3.2 beschrieben wurde, ist die Verwendung eines Ionisationslasers notwendig. Hierfür wurde ein TA-SHG pro Diodenlaser mit Frequenzverdoppelung der Firma Toptica verwendet. Dieser ist mit einer Linienbreite von $500kHz$ bei variablen Wellenlängen von $480 \pm 2nm$ einsetzbar.

Je nach experimentellen Ansprüchen bietet ein AOM im Strahlengang des $480nm$ Lasers die Möglichkeit zur Schaltung innerhalb weniger als $1\mu s$ und Leistungsstabilisierung. Über ein Wellenlängenmessgerät (*WS Ultimate Wavelength meter* mit *multichannel switch*) der Firma High Finesse lässt sich zudem die Laserfrequenz auf etwa $3MHz$ genau stabilisieren. Der Laserstrahl kann durch optischen Zugang über verschiedene Fenster der Vakuumkammer, wie sie in Abbildung 4.8 dargestellt sind, mit der MOT überlagert werden. Eine Einstrahlung entlang der optischen Achse der Ionenoptik ist durch das CF150 Sichtfenster und der aus Glas bestehenden positiven Extraktionselektrode möglich. Eine Einstrahlung senkrecht zur optischen Achse erfolgt durch ein CF40 Sichtfenster.

4.5 Vakuumkammer

Um eine magneto-optische Falle mit angemessener Lebensdauer zu erzeugen, sowie um Stöße der Ionen mit Restgasatomen auf ihrer Trajektorie durch die Ionenoptik zu vermeiden, müssen die Experimente im

Ultrahochvakuum durchgeführt werden. Die dafür zusammengestellte Edelstahl-Vakuumkammer ist in Abbildung 4.8 schematisch dargestellt.

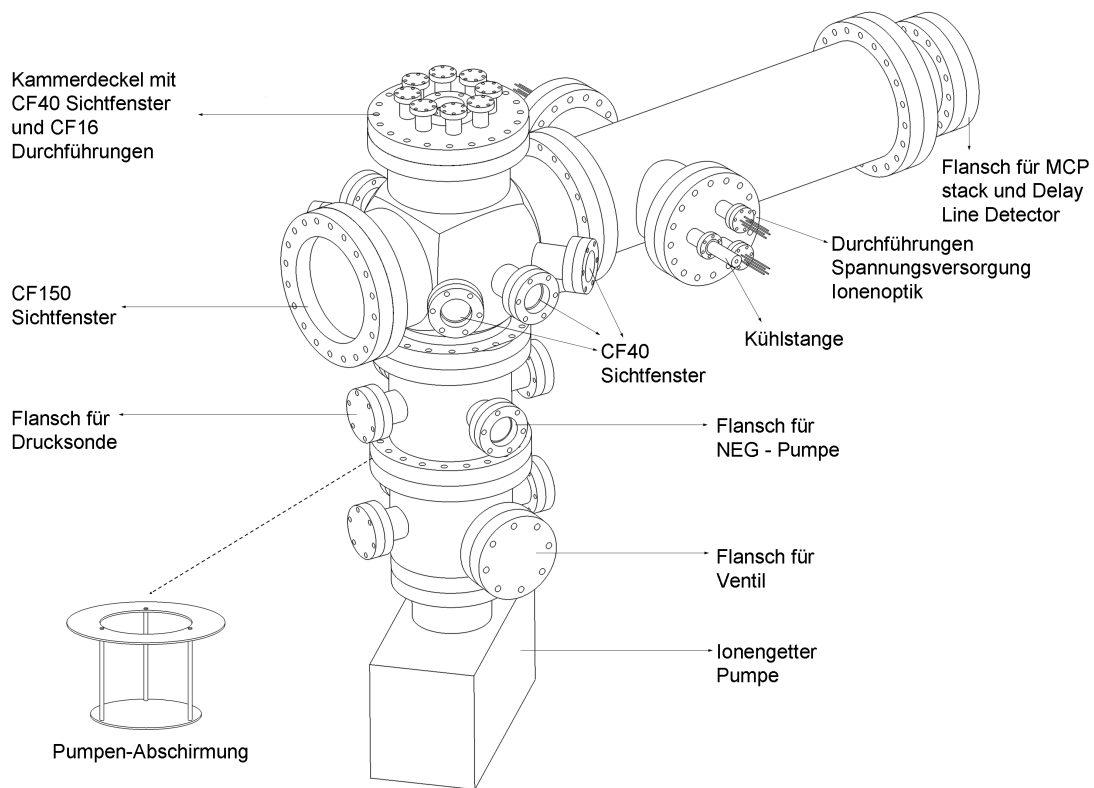


Abbildung 4.8: Zeichnung der verwendeten Vakuumkammer. CF40 Sichtfenster, Kühlstange und Durchführungen für die Spannungsversorgung der Ionenoptik sind auf der verdeckten Seite der Kammer genauso angeordnet. Eingezeichnet ist auch die im Kammerinneren positionierte Pumpen-Abschirmung.

Nach einem ersten Abpumpen der Vakuumkammer mit Drehschieber- und Turbomolekularpumpe, sowie nach mehrtägigem Ausheizen der Kammer bei 150°C bis 220°C , wird mit einer Ionengetter- und einer NEG (Non evaporable getter) Pumpe ein Druck von etwa $2 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$ und bei Betrieb der MOT-Spulen ein Arbeitsdruck von etwa $2 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ erreicht. Dieser wird über eine Leybold Ionivac IE 514 UHV Drucksonde gemessen. Ein Ventil erlaubt es, die Kammer zwischen Turbomolekularpumpe und Ionengetterpumpe zu verschließen.

Da die Ionengetterpumpe im Betrieb Ionen, Elektronen, Photonen und auch Titan-Partikel emittiert, wurde eine Abschirmung, wie sie in Abbildung 4.8 gezeigt ist, zwischen Pumpbereich und Experimentierkammer eingebaut. Sie besteht aus einem OFHC-Kupfer Ring, mit einem Außendurchmesser von $171,2 \text{ mm}$ und einem Innendurchmesser von 100 mm welcher einen CF150-Dichtungsring ersetzt. An dem Ring ist eine OFHC-Kupfer Scheibe mit einem Durchmesser von 120 mm in einem Abstand von 100 mm über Gewindestangen befestigt. Insgesamt blockiert die Abschirmung somit den geradlinigen freien Teilchenweg zwischen Ionengetterpumpe und MOT. Diese Abschirmung ist notwendig, da die Ionenoptik auch Ionen aus dem Restgas auf das MCP leitet. Die Abschirmung verhindert eine hohe Hintergrund-Ionenzählrate und verbessert somit das Signal-Rausch Verhältnis auf dem Detektor. Bei Betrieb der Ionenoptik konnte die Hintergrund-Ionenzählrate so von bis zu 10^5 Hz (abhängig von der Linseneinstellung) auf im Schnitt 10 Hz

reduziert werden.

Die magneto-optische Falle und Photoionisation wird in dem Kammerbereich über der Pumpenabschirmung realisiert. Hierfür erlauben acht CF40 und ein CF150 Sichtfenster den optischen Zugang. Über den Kammerdeckel gewährleisten zwei elektrische CF16-Durchführungen mit zwei und sechs Kontaktstiften die Stromversorgung der in der Kammer angebrachten MOT-Spulen und Rubidium Dispenser. Um die bei Betrieb der MOT Spulen entstehende Abwärme abzuleiten führen von den zwei Spulenkörpern sechs dünne OFHC-Kühlstangen (siehe Abb. 4.6) über einen OFHC-Ring und abschließend zwei dicke OFHC-Kupferstangen über zwei CF16-Flansche aus der Vakuumkammer.

Die in einem T-Stück untergebrachte Ionenoptik wird über einen CF150 Flansch angeschlossen. Die Elektroden der elektrostatischen Linsen können über vier CF16 Durchführungen mit je vier Kontaktstiften auf Spannungen bis zu 3kV gelegt werden. Das an einem CF100 Flansch montierte *MCP stack* mit *Delay Line* Detektor wird über einen CF150-CF100 Adapter am Ende des T-Stücks angeflanscht.

Kapitel 5

Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel wird die Verwendung der Ionenoptik für die orts aufgelöste Abbildung kalter Rubidiumatome beschrieben. Die Atome stammen dabei aus einer magneto-optischen Falle, welche kontinuierlich nachgeladen wird und somit Echtzeitmessungen erlaubt.

Die im Folgenden beschriebenen Messungen wurden in enger Zusammenarbeit mit Markus Stecker durchgeführt. Sie liefern Abschätzungen zu der Übereinstimmung mit den in Kapitel 3 beschriebenen Simulationen. Von Interesse ist für die Charakterisierung der Ionenoptik neben der Flugzeit der Ionen, dem Einfluss von Aberrationen und den erreichbaren Vergrößerungen insbesondere der Bildkontrast sowie die räumliche Auflösungsgrenze.

Für einen ersten Vergleich der experimentell eingesetzten Ionenoptik mit der simulierten Ionenoptik werden Flugzeitmessungen der über Photoionisation erzeugten Ionen durchgeführt. Diese können bereits Abweichungen vom simulierten Beschleunigungsfeld bzw. der Position der Atomwolke zeigen. In einem nächsten Schritt werden über Aberrationen entstehende Artefakte identifiziert um diese später auch in Abbildungen unbekannter Strukturen zu erkennen. Für eine detaillierte Charakterisierung der Ionenoptik wird anschließend die Abbildung verschiedener Objektstrukturen betrachtet. Hierfür werden Strukturen auf den Ionisationslaser und somit die Atome übertragen. Als Objektstruktur kommt dabei neben einem variablen optischen Gitter auch das Bild einer USAF Teststruktur (*USAF 1951 Resolving Power Test Target*) zum Einsatz. Letzteres ermöglicht es, das Verhalten der Ionenoptik bei kleinen Vergrößerungen, insbesondere bei Ausschalten von bis zu zwei Einzellinsen, zu überprüfen und zu charakterisieren. Zusätzlich wird über die Abbildung einer variablen Gitterstruktur der Kontrast und die Auflösung kleinerer Strukturen bei starken Vergrößerungen analysiert.

5.1 Flugzeitmessung

In Tabelle 3.2 wurden bereits die aus den Simulationen berechneten Flugzeiten der Ionen, bei verschiedenen Spannungen an den Elektroden, aufgelistet. Man findet eine länger werdende Flugzeit bei steigenden Spannungsdifferenzen an den Einzellinsen. Da die Linsen im bremsenden Modus betrieben werden führt eine Beschaltung der Elektroden mit stärkeren Spannungen für starke Vergrößerungen zu längeren Flugzeiten. Um die Übereinstimmung mit den berechneten Flugzeiten in der experimentellen Umsetzung zu überprüfen, wurde der blaue Ionisationslaser (siehe Kapitel 4.4.3) gepulst betrieben. Dies erfolgte über die Schaltung des Laserstrahls mit einem akusto-optischen Modulator (AOM). Der gepulste Laserstrahl wurde zur Ionisation von Rubidium Atomen parallel zur optischen Achse mit der magneto-optischen Falle überlagert. Die Detektion der Ionen erfolgte über den DLD40EP (siehe Kapitel 4.2). Neben dem absolu-

ten Ereigniszeitpunkt wird auch die Zeit zwischen dem Schalten des AOMs und dem Auftreffen der Ionen auf dem MCP gespeichert. Hierfür wird dem TDC ein mit dem AOM Trigger synchrones Triggersignal übergeben.

Die Messungen werden an einer kontinuierlich nachgeladenen MOT mit angeschalteten Elektroden durchgeführt. Die alle $1ms$ mit einer Dauer von $50\mu s$ erfolgenden Ionisationspulse erzeugen Ionen, welche nach ihrer Flugzeit durch die Ionenoptik mit dem DLD40EP detektiert werden. Die Detektionszeit relativ zu dem Triggersignal wird auf $25ns$ diskretisiert und die in diesem Zeitraum detektierten Ereignisse aufsummiert. Abbildung 5.1 zeigt ein hieraus resultierendes Histogramm aus über $90s$ aufgenommenen Ereignissen. Auf einen schnellen Signalanstieg folgt eine Sättigung sobald der Gleichgewichtszustand zwischen Photoionisation und dem Ladeprozess von Atomen in die MOT erreicht ist. Aus dem Auftreffzeitpunkt auf dem MCP relativ zum Triggersignal lässt sich somit die Flugzeit der Ionen bestimmen. Der Trigger für AOM und TDC erfolgt zum Zeitpunkt $t = 0$. Eine Messung des Laserpulses auf einer Photodiode zeigt jedoch Verzögerungen im Schaltverhalten des AOMs (*Rise time* $410ns \pm 25ns$, *Rise delay* $974ns \pm 16ns$, *Fall time* $261ns \pm 17ns$, *Fall delay* $627ns \pm 13ns$) bezüglich dem Triggersignal. Für eine Bestimmung der Flugzeit ist die Zeitdifferenz zwischen dem Laserpuls und den Ionen Detektionszeitpunkten relevant, weshalb das Schaltverhalten des AOMs berücksichtigt werden muss. In Abbildung 5.1 ist der durch das AOM kontrollierte Laserpuls zur Veranschaulichung in rot mit eingezeichnet. Die Flugzeit lässt sich dann aus der mittleren zeitlichen Differenz zwischen den Flanken des Ionisationspulses und der Flanke der Ereignisdetektion bestimmen. Man findet eine gemessene mittlere Flugzeit von $13,63 \pm 0,34\mu s$ ($\frac{t_1+t_2}{2}$) bei einer Beschaltung der Elektroden mit niedrigen Spannungen wie es in Messung 5.1 a) gegeben ist. Simulationen mit denselben Spannungen, ohne Berücksichtigung der MOT-Spulenkörper, liefern Flugzeiten von $13,01 \pm 0,01\mu s$ (mittig zwischen den Extraktionselektroden startende Ionen mit einer Energie von $9,3neV$). Eine Beschaltung der Elektroden mit höheren Spannungen führt gemäß dem in Abbildung 5.1 b) gezeigten Histogramm zu etwas höheren mittleren Flugzeiten von $13,94 \pm 0,34\mu s$. Simulationen mit denselben Linsenbeschaltungen liefern hier $13,45 \pm 0,05\mu s$.

Die im Experiment im Vergleich zu den Simulationen längeren Flugzeiten lassen sich auf ein im experimentellen Aufbau schwächeres Beschleunigungsfeld oder eine abweichende Ionisationsposition zurückführen. Eine schwächere Beschleunigung führt zu einer längeren Flugzeit. Dies führt auch dazu, dass Ionen, welche in einem größeren Abstand von der negativen Extraktionselektrode erzeugt werden und somit stärker beschleunigt werden, kürzere Flugzeiten haben als Ionen welche nahe der negativen Extraktionselektrode erzeugt werden. Dies gilt sowohl für Ionen auf der optischen Achse als auch für achsenferne Ionen. Des Weiteren steigt die Flugzeit der Ionen jedoch auch mit wachsendem Abstand zur optischen Achse. Achsenferne Ionen durchfliegen stärkere Potentialgradienten als achsennahe, sie werden also im Vergleich stärker abgebremst. Insgesamt findet man eine räumliche Abhängigkeit der Flugzeit der Ionen.

In Abbildung 5.1 beobachtet man unterschiedlich hohe Ereigniszahlen bei derselben Messzeit. Während das in Abbildung 5.1 a) gezeigte Histogramm mit schwachen Potentialdifferenzen mit einer Ionenzählrate von $2,17kHz$ aufgenommen wurde, beinhaltet das Histogramm mit starken Potentialdifferenzen in b) eine Ionenzählrate von nur $0,73kHz$. Dies ist darauf zurückzuführen, dass größere Potentialdifferenzen zu einer stärkeren Vergrößerung führen. Bei einem gleich großen Ionisationsvolumen ist der auf dem Detektor abgebildete Objektausschnitt und somit die Ereigniszahl bei starken Vergrößerungen kleiner. Ein Anteil der Ionen trifft dann auf die Elektroden und gelangt nicht bis zu dem Detektor.

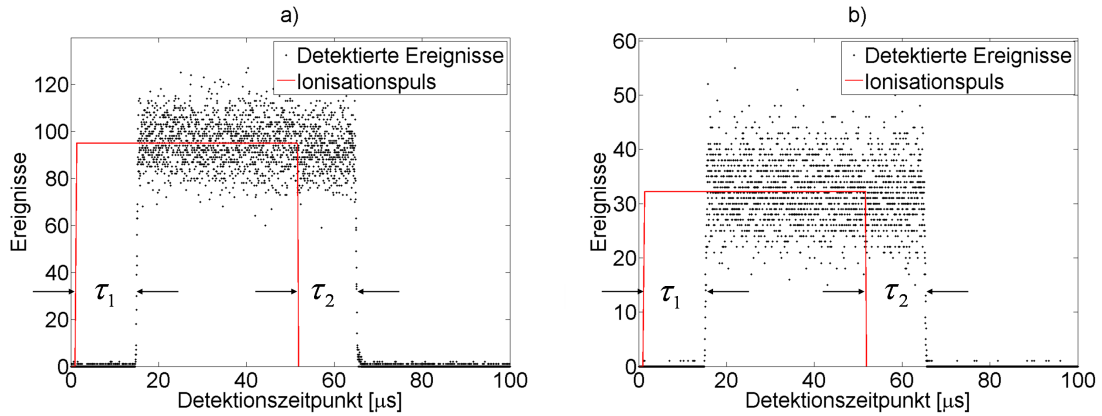


Abbildung 5.1: Histogramm der MCP-Ereignisse relativ zum AOM-Trigger. Die Ereignisse wurden für 25ns Zeitschritte zusammengefasst (binning). Die Laserwellenlänge ist auf Ionisation ins Kontinuum gestellt ($\lambda = 479,08\text{nm}$), Elektrodenspannungen: $U_{EM} = \pm 498\text{V}$, $U_{m,EL1} = -3000\text{V}$, $U_{m,EL2} = +620\text{V}$ und $U_{m,EL4} = 690\text{V}$ a) $U_{m,EL3} = 0\text{V}$, $\tau_1 = 13,88 \pm 0,28\mu\text{s}$, $\tau_2 = 13,38 \pm 0,20\mu\text{s}$ b) $U_{m,EL3} = +650\text{V}$, $\tau_1 = 14,084 \pm 0,28\mu\text{s}$, $\tau_2 = 13,80 \pm 0,19\mu\text{s}$

5.2 Aberrationen

Wie in Kapitel 3.4.2 beschrieben zeigen Simulationen, dass die entwickelte Ionenoptik monochromatische und chromatische Aberrationen aufweist. Es ist von Interesse den Einfluss dieser Linsenfehler auf die Abbildung im experimentellen Aufbau zu betrachten. So können durch Aberrationen entstehende Artefakte später auch in Abbildungen unbekannter Objekte identifiziert werden.

Für entsprechende Messungen wurde der Ionisationslaser senkrecht zur optischen Achse der Ionenoptik, entlang der y -Achse, in die Vakuumkammer eingestrahlt und für die Photoionisation mit der MOT überlagert. Der kollimierte elliptische Ionisationslaserstrahl mit $1/e^2$ -Strahldurchmessern von $w_x = 1,59\text{mm}$ und $w_y = 3,34\text{mm}$ wurde mit einem auf einem Positioniertisch angebrachten Achromaten ($f=200\text{mm}$) auf die MOT fokussiert (*beamwaist* $w_{0,x} \approx 38\mu\text{m}$ bzw. $w_{0,z} \approx 18\mu\text{m}$, Rayleigh Länge $z_{R,x} \approx 9,6\text{mm}$ bzw. $z_{R,y} \approx 2,2\text{mm}$). Eine Skizze des Aufbaus ist in Abbildung 5.2 a) dargestellt. Eine Verschiebung des Achromaten in x -Richtung, parallel zur optischen Achse der Ionenoptik, oder z -Richtung, senkrecht zur optischen Achse der Ionenoptik, ermöglicht es, wie in Abbildung 5.2 b) skizziert, den Fokus des Ionisationslaserstrahls um dieselbe Distanz in die entsprechende Richtung zu bewegen. Für kleine Winkel α , bzw. große Abstände zwischen Achromat und MOT, kann die Verkippung des Ionisationsstrahls in der x/y - bzw. z/y -Ebene $\alpha \approx \frac{\Delta x}{\Delta y} \approx 0$ vernachlässigt werden. Durch die Abstandsvariiierung des Ionisationsvolumens kann die monochromatische Aberration sowie die Schärfentiefe des Systems näher betrachtet werden.

5.2.1 Monochromatische Aberration

Die monochromatische Aberration der Ionenoptik ist abhängig vom Öffnungswinkel und Achsenabstand der Ionentrajektorie in die Ionenoptik (siehe Gleichung 2.16). Ein achsenparalleler, achsenfern angenommener Eintritt der Ionen in die erste Einzellinse führt demnach zu Astigmatismus, Koma, Bildfeldwölbung und Verzeichnung im ersten Zwischenbild. Der darauf folgende Öffnungswinkel in die nächste Einzellinse führt im zweiten Zwischenbild neben den anderen Linsenfehlern zu sphärischer Aberration. Insgesamt erwartet man bei der Abbildung auf dem Detektor, ein Bild mit über mehrere Einzellinsen angesammelten monochromatischen Aberrationen.

Experimentell lässt sich der Öffnungswinkel der Ionentrajektorien bei gleich bleibendem Beschleuni-

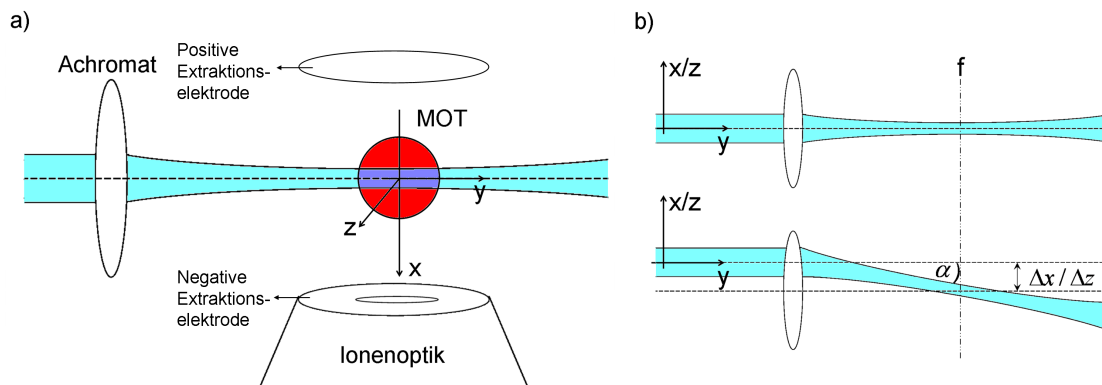


Abbildung 5.2: a) Nicht maßstabgetreue Skizze des Aufbaus. Der Ionisationslaser wird mit einem Achromaten auf die MOT fokussiert. Die im dunkelblau dargestellten Ionisationsvolumen entstehenden Ionen werden zur Abbildung in die Ionenoptik beschleunigt. b) Verschiebung des Achromaten zur Verschiebung des Fokus um Δx parallel zur optischen Achse oder um Δz senkrecht zur optischen Achse.

gungsfeld nicht verstellen. Stattdessen ist es jedoch möglich, den Abstand des Ionisationsvolumens zur optischen Achse zu variieren um den Einfluss der Linsenfehler auf das detektierte Ionenbild zu beobachten. Dies lässt sich experimentell erreichen, indem der Achromat senkrecht zur optischen Achse verschoben wird. Der verwendete Aufbau ist in Abbildung 5.2 a) skizziert. Die in Abbildung 5.2 b) beschriebene Verschiebung des Fokuses erfolgt um Δz in z-Richtung.

Werden über diese Anordnung ionisierte Atome abgebildet, so erwartet man einen dem Überlappbereich zwischen MOT und Ionisationslaser (siehe Abbildung 5.2) entsprechenden räumlichen Signalverlauf auf dem Detektor. Abweichungen sind nur mit Aberrationen zu begründen. Da die optische Achse der Ionenoptik sowohl zur y- als auch zur z-Achse senkrecht ist, starten nur mittige Ionen ($y=0$, $z=0$) ohne einen Abstand zur optischen Achse. Jede davon abweichende Position führt zu, mit dem Achsenabstand stärker werdenden, monochromatischen Aberrationen. Es wird sofort klar, dass aufgrund der Ausdehnung des Ionisationsvolumens entlang der y-Achse an den Rändern des Ionisationsvolumens große Abstände von der optischen Achse erreicht werden. Achsenferne Ionen werden bei ihrer Trajektorie durch die Ionenoptik stärker gebrochen. Solange das Ionisationsvolumen in z-Richtung auf der optischen Achse der Ionenoptik bleibt, wird dies nur in Form von höherer Signalintensität an den beiden Enden des abgebildeten Ionisationsvolumens deutlich. Entfernt sich das Ionisationsvolumen jedoch auch in z-Richtung von der optischen Achse so entsteht bei der Abbildung an den äußeren Enden des Ionisationsvolumens eine Krümmung in Richtung der optischen Achse. Dies wird in den in Abbildung 5.3 gezeigten Simulationen deutlich.

Abbildung 5.3 zeigt die simulierte Entwicklung dieser Krümmung abhängig von dem Abstand zur optischen Achse Δz . Hierfür wurde ein Zylinder mit einem Radius r und einer Länge l bestehend aus 1000 Ionen mit einer Startenergie von $9,3 \text{ neV}$ bei zwei verschiedenen Linsenbeschaltungen abgebildet. Mit wachsendem Abstand zur optischen Achse beobachtet man eine in der Abbildung stärker werdende Krümmung des zur y-Achse parallelen Ionisationsvolumens. Diese Krümmung kann sich so stark ausprägen, dass sie zu einer Abbildung führt, die kaum noch dem Ionisationsvolumen sondern einer Schlaufe mit Kreuzungspunkt auf der optischen Achse entspricht. Bei starken Vergrößerungen tritt dieser Effekt schon bei kleineren Achsenabständen auf als bei schwachen Vergrößerungen.

In Abbildung 5.4 sind entsprechende Messungen für verschiedene Abstände Δz des Ionisationslaserfokus von der optischen Achse dargestellt. Die Messung mit der schwächsten Bildkrümmung wurde als $\Delta z = 0$ definiert. Die Messungen stimmen qualitativ mit den Ergebnissen entsprechender Simulationen ohne Berücksichtigung der geerdeten MOT-Spulen überein. Die türkis eingezeichneten Simulationen zeigen

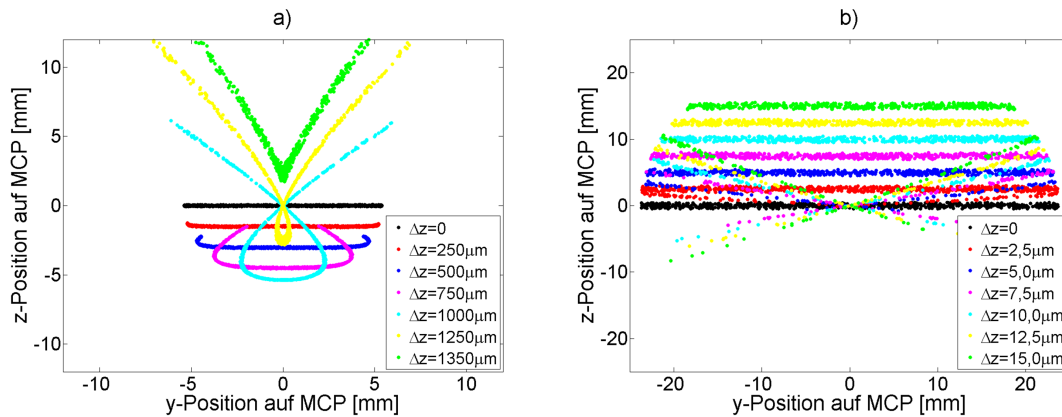


Abbildung 5.3: Simulation der Auswirkung der monochromatischen Aberration bei der Abbildung eines zylinderförmigen Ionisationsvolumens mit Radius r und Länge l in Abhängigkeit vom Abstand des Objekts von der ionenoptischen Achse Δz . a) $r = 10\mu\text{m}$, $l = 3\text{mm}$, bei $M \approx 6$ (Spannungen gemäß Tabelle 5.1) b) $r = 250\text{nm}$, $l = 75\mu\text{m}$, bei $M \approx 1000$ (Spannungen gemäß Tabelle 3.2).

ebenfalls den in den Messungen beobachteten Schlaufenverlauf des Bildes des Ionisationsvolumens. In Annäherung an das experimentelle Ionisationsvolumen erfolgten die Simulationen mit einem Zylinder mit einem Radius von $10\mu\text{m}$ und 3mm Länge. Um die bereits aus den Flugzeitmessungen hervorgegangene im Experiment geringere Beschleunigung der Ionen zu berücksichtigen, wurde das Ionisationsvolumen in den Simulationen um $\Delta x = +5\text{mm}$ von der Mitte zwischen den Extraktionselektroden verschoben.

Aus den Messungen und Simulationen lässt sich schließen, dass auch Ionen, die sich außerhalb des abzubildenden Ausschnitts des Ionisationsvolumens befinden, wie es bei starken Vergrößerungen der Fall sein kann, durch die monochromatische Aberration auf die optische Achse der Ionenoptik gelenkt werden. Aufgrund dieser Linsenfehler entsteht dann in der Abbildung ein Artefakt in Form eines Signalmaximums. Er kann durch die Anpassung der Größe des Ionisationsvolumens an die Größe des Abbildungsbereichs vermieden werden. Die Messungen zeigen auch, dass neben dem Artefakt eine deutlich sichtbare Krümmung in der Abbildung von eigentlich linearen Ionenstrukturen zu erwarten ist. Ein positiver Nebeneffekt dieser ansonsten unerwünschten Kombination aus monochromatischen Linsenfehlern ist die Möglichkeit, hierdurch den Schnittpunkt der optischen Achse (x -Achse) mit den beiden senkrecht zur ihr orientierten Raumrichtungen (y - und z -Achse) experimentell zu finden.

5.2.2 Chromatische Aberration - Schärfentiefe

Aufgrund der chromatischen Aberration der Ionenoptik (siehe Kapitel 2.3.2) ist die Brechkraft der Einzel-linsen abhängig von der Energie der Ionen. Unterschiedlich stark beschleunigte Ionen durchfliegen somit auf unterschiedlichen Trajektorien die Ionenoptik. Die Beschleunigung der Ionen erfolgt abhängig von ihrem Erzeugungsort in dem elektrostatischen Feld zwischen den beiden Extraktionselektroden. Der hierfür relevante Verlauf des elektrostatischen Potentials parallel zur optischen Achse ist in Abbildung 5.5 a) in Abhängigkeit von der x -Startposition der Ionen aufgetragen. Er ist verantwortlich für eine unvermeidbar ortsabhängige Beschleunigung der Ionen entlang der x -Achse. Dies führt aufgrund der Projektion des 3-dimensionalen $x/y/z$ -Ionisationsbereichs auf die 2-dimensionale Y/Z -Detektionsebene zu unterschiedlichen Y/Z -Auftreffpositionen bei gleichen y/z -Startpositionen aber abweichender x -Startposition. Das heißt, dass bei der Abbildung eines in der y/z -Ebene punktförmigen Objekts mit Ausdehnung entlang der x -Achse keine punktförmige Abbildung zu erwarten ist. Man findet abhängig von x unterschiedliche Verhältnisse,

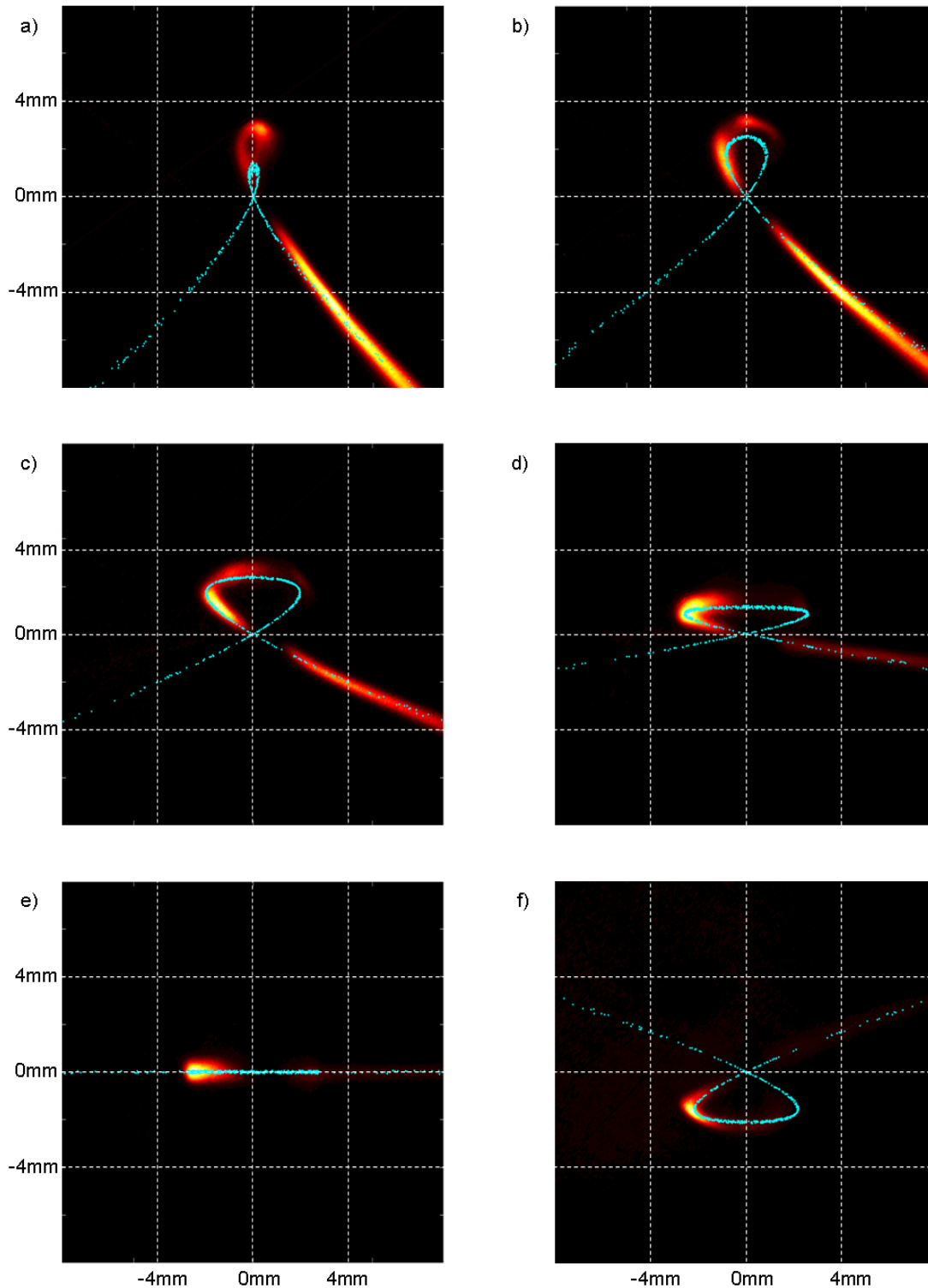


Abbildung 5.4: Abbildung des Ionisationsvolumens auf das *MCP* bei verschiedenen Abständen Δz zur optischen Achse. a) $\Delta z = -650\mu m$, b) $\Delta z = -550\mu m$, c) $\Delta z = -350\mu m$, d) $\Delta z = -150\mu m$, e) $\Delta z = 0\mu m$, f) $\Delta z = +300\mu m$, bei angelegten Spannungen für $M \approx 6$ gemäß Tabelle 5.1. In türkis sind entsprechende Simulationsergebnisse der Abbildung eines Zylinders ($r = 10\mu m$, $l = 3mm$ bei $x = 42mm$) eingezeichnet. Die Position des Verschiebetischs im Fall e) wurde als $z = 0$ definiert.

bzw. Vergrößerungen M zwischen y/z -Startposition und Y/Z -Auftreffposition der Ionen. Abbildung 5.5 b) zeigt die Vergrößerung in Abhängigkeit von x . Sie wird hier aus der Z -Koordinate der Auftreffposition der Ionen auf dem Detektor und einem fest eingestellten z in der Startebene bestimmt ($M = \frac{Z}{z}$).

Je näher ein Ion an der positiven Extraktionselektrode startet, x ist klein, desto stärker wird es beschleunigt und desto schwächer wird seine Trajektorie durch die Einzellinsen gebrochen. Dies führt bei der gewählten Linsenbeschaltung dazu, dass schnelle Ionen (x ist klein) nur nach drei der vier Einzellinsen einen Fokus durchlaufen. Die Vergrößerung steigt zunächst mit x bis schließlich ein x -Startpunkt erreicht wird, bei welchem die Ionen nur noch so schwach beschleunigt werden, dass die Brechkraft der Linsen stark genug wird, um ihre Trajektorien noch ein viertes Mal zu fokussieren. Die auf dem Detektor beobachtete Vergrößerung nimmt wieder ab.

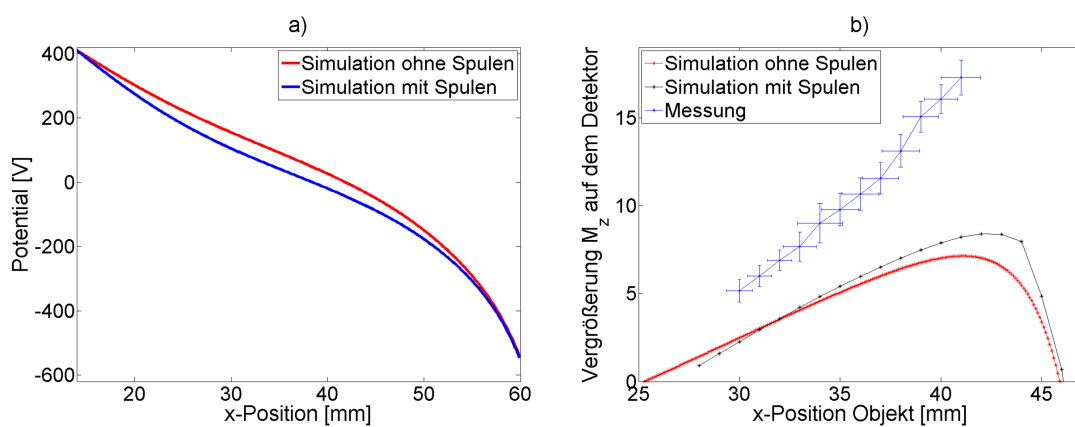


Abbildung 5.5: a) Potentialverlauf ($z = 300\mu\text{m}$) zwischen den beiden Extraktionselektroden bei Spannungen für $M \approx 6$ gemäß Tabelle 5.1. b) Vergrößerung auf dem Detektor abhängig von der Startposition der abzubildenden Ionen bei Spannungen für $M \approx 6$ gemäß Tabelle 5.1.

Dieser Effekt lässt sich experimentell mit einem Aufbau, wie er in Abbildung 5.2 skizziert ist, leicht beobachten, indem der zur Fokussierung des Ionisationslasers auf die MOT verwendete Achromat bei gleichbleibendem $z = 300\mu\text{m}$ parallel zur optischen Achse, in x -Richtung verschoben wird. So erreicht man eine Verschiebung des Ionisationsvolumens um Δx entlang der optischen Achse. Dies führt zu Messungen welche den in Abbildung 5.4 dargestellten Messungen zur monochromatischen Aberration entsprechen. Anstelle einer Änderung der Bildkrümmung mit z beobachtet man nun eine Änderung der Vergrößerung mit Δx . Aus den Auftreffpunkten auf dem Detektor lässt sich dann die Vergrößerung bestimmen. Abbildung 5.5 b) zeigt Ergebnisse von auf dieser Art durchgeführten Messungen. Man findet den erwarteten Anstieg der Vergrößerung mit x . Die Vergrößerung fällt im Experiment jedoch 2mal so stark aus wie in den Simulationen. Auch eine Berücksichtigung des Einflusses der geerdeten Spulenkörper auf das Beschleunigungsfeld führt zu keiner Übereinstimmung zwischen Messungen und Simulationen. Die Abweichung lässt sich in dem Maß nur durch von den Simulationen abweichende Brennweiten der Einzellinsen erklären, was in Abschnitt 5.6 näher betrachtet wird.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die chromatische Aberration in Form der Schärfentiefe, bzw. der positionsabhängigen Beschleunigung der Ionen, nicht zu vernachlässigen ist. Sie lässt sich jedoch über eine reduzierte Ausdehnung des Ionisationsvolumens entlang der optischen Achse gut minimieren. Hierfür muss der Ionisationslaser senkrecht zur optischen Achse eingestrahlt werden.

5.3 Abbildung der USAF 1951 Teststruktur

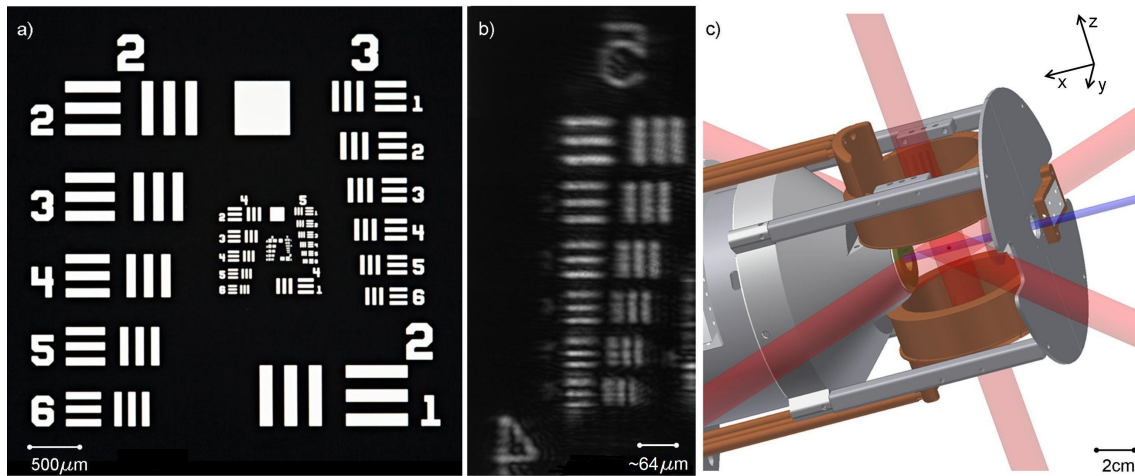


Abbildung 5.6: a) Teststruktur USAF 1951 [Tho]. b) Abbildung der USAF 1951 Teststruktur mit einem Achromaten ($f = 100\text{mm}$) auf einen CCD Chip. Man sieht insbesondere die Strukturen 2 bis 6 der Gruppe 5. c) Verlauf des Ionisationslasers (blauer Strahl) für eine Photoionisation entlang der optischen Achse.

Die Eignung der entwickelten Ionenoptik für Experimente mit kalten Atomen hängt grundlegend von dem Verhalten der eingesetzten Einzellinsen bei angelegten Spannungen ab. Dies lässt sich über das Abbilden einer Teststruktur prüfen und mit Simulationen vergleichen. Da gemäß Gleichung 4.7 die Photoionisationsrate von Rubidiumatomen aus einer MOT proportional zur Intensität des Ionisationslasers ist, lässt sich eine Teststruktur aus Rubidiumionen durch die Strukturierung der Intensität des Ionisationslasers erzeugen.

Für die hier beschriebenen Messungen erfolgte die Intensitätsstrukturierung mit Hilfe der in Abbildung 5.6 a) gezeigten, negativen USAF 1951 Teststruktur. Die verwendete Struktur besteht aus sechs Gruppen welche aus je sechs Elementen zusammengesetzt sind. Jedes Element beinhaltet drei vertikale und drei horizontale Streifen welche zueinander einen Abstand identisch mit ihrer Breite besitzen. Die entsprechenden Streifenbreiten und Raumfrequenzen sind z.B. unter [Wik] aufgelistet.

Die Teststruktur wird mit dem Ionisationslaser ($1/e^2$ -Strahldurchmessern von $w_x \approx 1,59\text{mm}$ und $w_y \approx 3,34\text{mm}$) beleuchtet und mit einem außerhalb der Vakuumkammer positionierten Achromaten ($f = 100\text{mm}$) entlang der optischen Achse der Ionenoptik auf die etwa 200mm entfernte MOT abgebildet. Diese lichtoptische Abbildung wurde zuvor auf einem CCD Chip getestet, ein Ausschnitt der lichtoptischen Abbildung ist in 5.6 b) dargestellt. Man findet eine lichtoptische Vergrößerung von $M_L = 1,14 \pm 0,1$. Die kleinste gut auflösbare Struktur ist die Struktur 6 der Gruppe 5 mit einem Mitte-zu-Mitte Linienabstand in der Objektebene von $17,54\mu\text{m}$. In der Bildebene besitzt die kleinste Struktur somit einen Mitte-zu-Mitte Linienabstand von etwa $20\mu\text{m}$.

Bildet man die Teststruktur mit dem blauen Ionisationslaser auf die MOT ab so werden die gefangenen kalten Rubidiumatome strukturiert ionisiert. Abbildung 5.6 c) zeigt den hierfür notwendigen Verlauf des blauen Ionisationslasers, innerhalb der Vakuumkammer, parallel zur optischen Achse, durch die ITO beschichtete Glaselektrode hindurch.

Es ist insbesondere interessant, die Einzellinsen einzeln auf die von ihnen erreichbare Vergrößerung auf dem Detektor zu testen. Da bei der Verwendung einzelner Linsen nur kleine Vergrößerungen erreicht werden können, ist die Verwendung von relativ großen Teststrukturen durch die Abbildung der USAF 1951 Teststruktur trotz ihrer lichtoptischen Begrenzung optimal. Kleinere Strukturen wären hierfür nicht geeig-

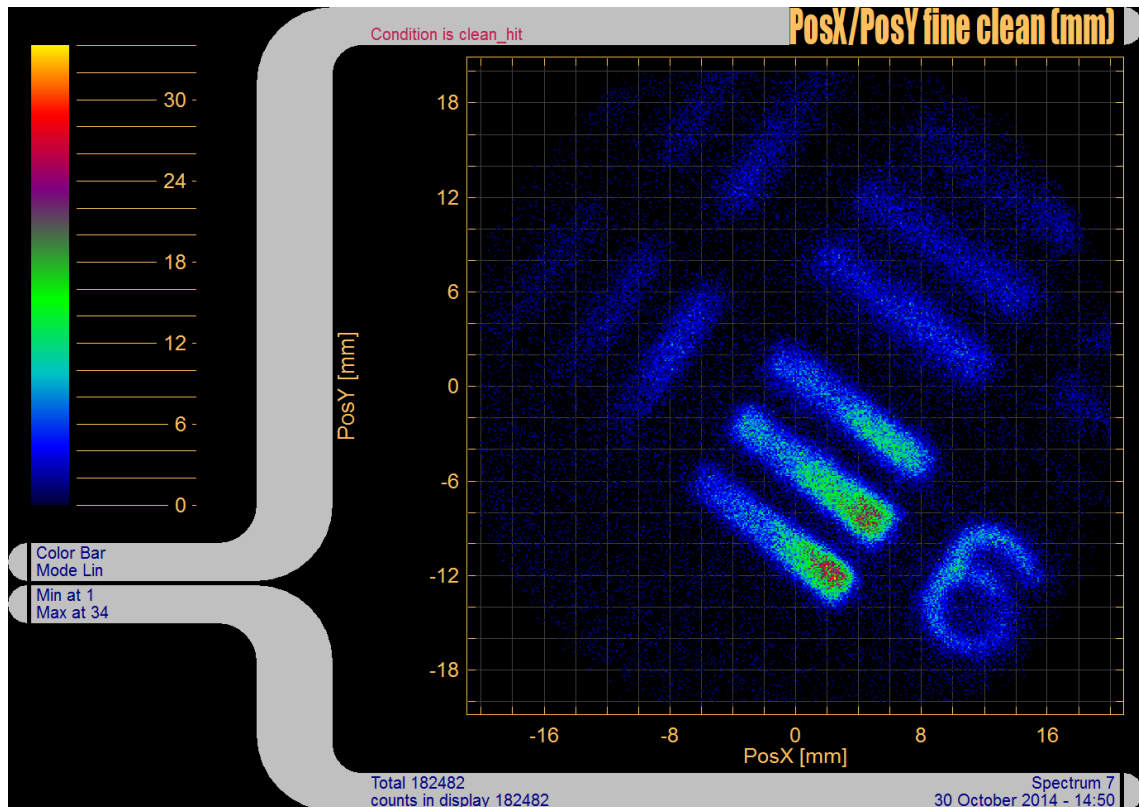


Abbildung 5.7: Darstellung der Abbildung der Ionenstruktur auf dem *Delay Line Detector* über die Software Cobold 2011. Die Ionenstruktur entsteht durch eine 1:1,14 Abbildung der USAF 1951 Teststruktur (Element 6 der Gruppe 3, Mitte-zu-Mitte Abstand $70,16\mu\text{m}$) mit dem Ionisationslaser auf die MOT. Das Bild zeigt eine Messung mit Einzellinsen 1, 2 und 4 auf $-2,4\text{kV}$ und einer Spannung von 350V auf der mittleren Elektrode der Einzellinse 3. Die ungleichmäßige Ausleuchtung der Struktur ist durch den räumlich begrenzten Überlapp zwischen MOT und Ionisationslaser bedingt.

net. Für Messungen und Simulationen wird also die Spannung an einer Linse variiert, während alle mittleren Elektroden der weiteren Einzellinsen auf die Spannung der Driftrohre und des vorderen *MCPs* in Höhe von $-2,4\text{kV}$ gelegt und somit effektiv ausgeschaltet werden. Durch ihren Einsatz als Immersionslinse kann die Einzellinse 1 nicht ausgeschaltet werden. Sie behält auch bei Anlegen von $-2,4\text{kV}$ ihre fokussierende Wirkung. Die Extraktionselektroden liefern mit Spannungen von $\pm 500\text{V}$ das notwendige Beschleunigungsfeld für die Ionen.

Mit drei ausgeschalteten Einzellinsen und dem schrittweise Variieren der Spannung an der mittleren Elektrode der verbleibenden Linse werden Bilder der Ionenstruktur mit unterschiedlich aufgeweiteten, bzw. vergrößerten Streifenbreiten erzielt. Das Durchfahren der Spannung führt zu einem Durchfahren der Brennweite der Linse und somit zu einer Verschiebung der Bildebene. Die Detektorposition stimmt also nicht im gesamten Scanbereich mit der Bildebene überein. Die auf dem *Delay Line Detector* erhaltenen Signale werden, wie in Kapitel 4.2 beschrieben, verarbeitet und mit Hilfe der Software Cobold 2011 dargestellt. Eine entsprechende Darstellung ist in Abbildung 5.7 gezeigt. Über die von Cobold 2011 gespeicherten Daten der Ionendetektion (Ereignisnummer, Auftreffzeitpunkt, x-Position, y-Position) lässt sich das Bild der Struktur analysieren und die erhaltenen Mitte-zu-Mitte Linienabstände auswerten. In Abbildung 5.8 sind die so bestimmten Linienabstände bzw. Vergrößerungen, abhängig von der angelegten Spannung an der mittleren Elektrode der Einzellinse, aufgetragen. Des Weiteren sind für einen direkten Vergleich die

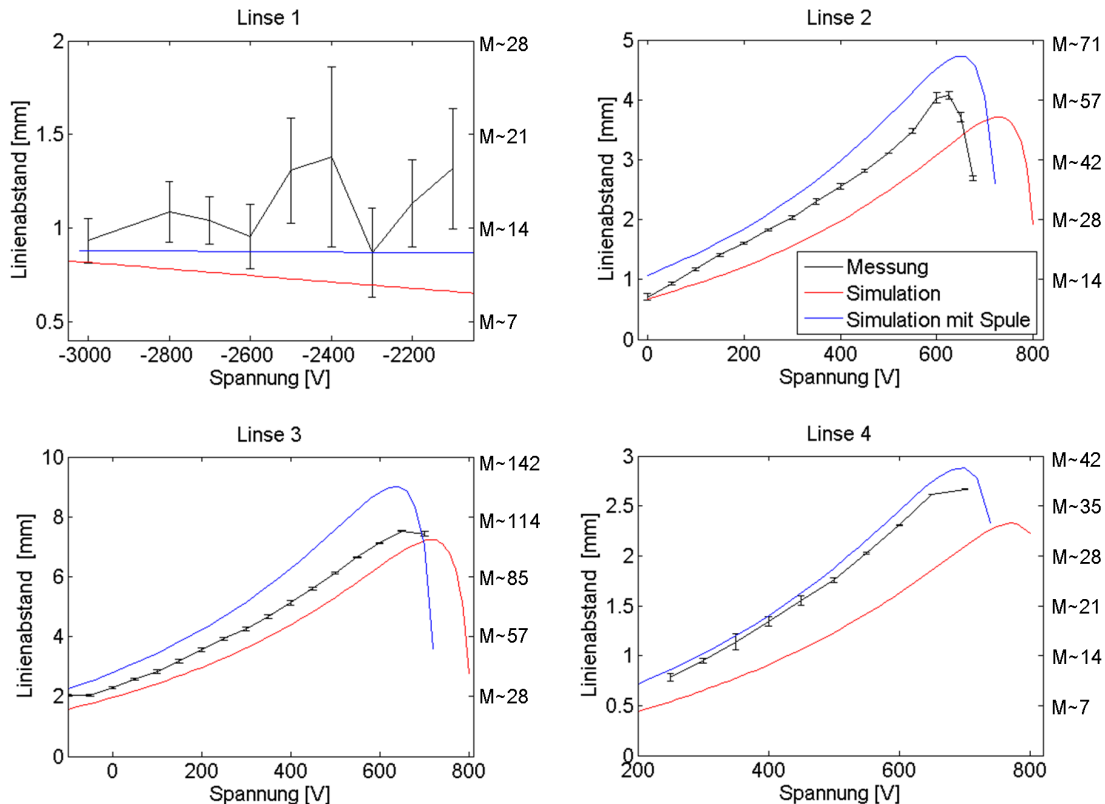


Abbildung 5.8: Linienabstände bzw. Vergrößerungen auf dem Detektor in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Alle weiteren Einzellinsen werden mit $2,4kV$ und die Extraktionselektroden mit $\pm 500V$ betrieben. Die Simulationen sind mit (blau) und ohne (rot) Berücksichtigung der geerdeten MOT-Spulen aufgetragen. Die Messungen in schwarz. Die Teststruktur besitzt einen Linienabstand in der Objektebene von $70,16\mu m \cdot M_L \approx 80\mu m$.

mit SIMION berechneten Linienabstände aufgeführt. In den dafür notwendigen Simulationen starten Ionen mittig ($x = 37mm$) zwischen den Extraktionselektroden aus einer entsprechenden Streifenstruktur in der y/z -Ebene. Den Ionen wird dabei eine Startenergie in Höhe von $9,3neV$, bestimmt durch die MOT Temperatur und den Photoionisationsprozess (siehe 4.4.1), zugewiesen.

Für die Messungen wurde die Struktur 6 der Gruppe 3 der USAF 1951 Teststruktur verwendet. Diese Struktur besteht aus drei lichtdurchlässigen Linien mit einem Mitte-zu-Mitte Linienabstand von $70,16\mu m$ zueinander. Eine entsprechende Ionenstruktur lässt sich mit SIMION simulieren und ihre Abbildung durch die Ionenoptik auf dem Detektor berechnen. Die abgebildeten Linienabstände können so für verschiedene Einstellungen der Einzellinsen bestimmt werden. Dies ermöglicht es, die Simulationen mit den experimentellen Ergebnissen zu vergleichen. Hierbei wird in den Messungen die um $M_L = 1,14$ vergrößerte lichteptische Abbildung der Teststruktur auf die MOT berücksichtigt.

Abbildung 5.8 zeigt, dass die Messungen (schwarz) von den Simulationen (rot) abweichen. Neben dem Betrag der maximal erreichbaren Vergrößerung weicht auch die angelegte Spannung, bei welcher diese Vergrößerung erzielt wird, von den Simulationen ab. Daraus folgt auch, dass die Bildebene nur bei von den Simulationen abweichenden Spannungen auf den Detektor gelegt werden kann. Dies lässt sich zum Teil auf die in Kapitel 3.5 beschriebenen möglichen Fehlerquellen wie mechanische Fehler und Asymmetrie sowie Spannungsabweichungen zurückführen. Zum Teil ist die Abweichung jedoch durch ein im Experiment von den Simulationen abweichendes Beschleunigungsfeld zwischen den Extraktionselektroden zu erklären.

Dies wurde auch schon in den zuvor beschriebenen Flugzeitmessungen und Betrachtungen von Linsenfehlern beobachtet. Die Messungen sprechen für ein im Experiment schwächeres Beschleunigungsfeld als in den Simulationen. Dies führt zu einer stärkeren Brechkraft der Einzellinsen und somit zu veränderten Ionentrajektorien. Eine solche Abweichung kann durch den Einfluß der geerdeten MOT Spulenkörper auf das elektrische Feld am Ort der MOT entstehen. In Abbildung 5.8 sind für einen Vergleich Simulationsergebnisse mit Berücksichtigung der geerdeten MOT-Spulen aufgetragen. Dies liefert insbesondere für das Verhalten der Einzellinse 4 eine bessere Übereinstimmung mit den Messungen. Die stärkere Abweichung bei Einzellinse 2 und 3 ergibt sich aus deren kleinerer Apertur und somit stärkeren Brechkraft bei derselben Spannung.

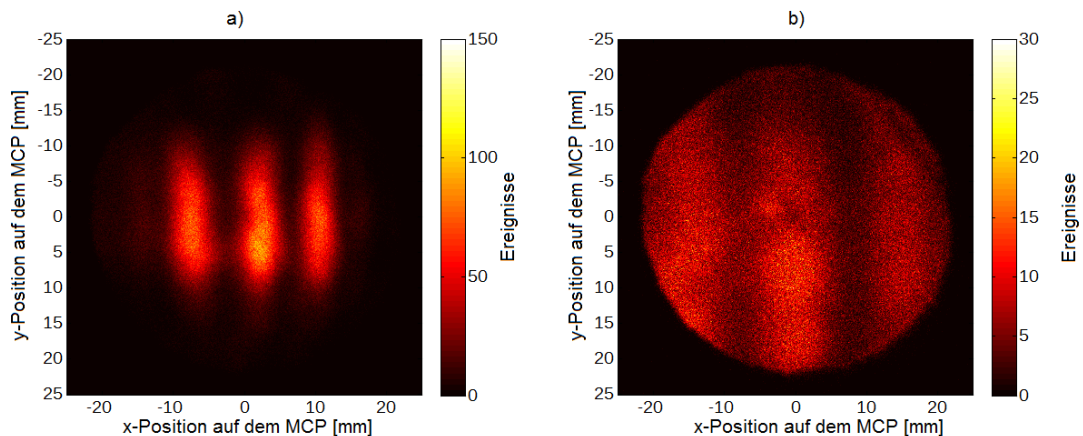


Abbildung 5.9: Ionenoptische Abbildung der lichtoptisch auf die MOT aufgeprägten USAF 1951 Teststruktur Element 6 der Gruppe 5. a) Vergrößerung $M \sim 500$ b) Vergrößerung $M \sim 900$

Eine weitere Ursache für die Abweichung kann die Position der MOT zwischen den beiden Extraktionselektroden liefern. Befindet sich die MOT näher als erwartet an der negativen Extraktionselektrode, so werden die Ionen weniger stark beschleunigt und die Linsen wirken sich stärker auf ihre Trajektorie aus. Dieser Effekt der chromatischen Aberration wurde auch schon zuvor in Abschnitt 5.2.2 betrachtet. Auch dort fand man von den Simulationen abweichende Vergrößerungen. Diese Abweichungen sind weder über eine Ionen-Energie höher als die angenommenen $9,3\text{neV}$ noch über die im experimentellen Aufbau nur auf $\pm 2\text{mm}$ bekannte Position des *MCP stack* zu erklären. Es ist jedoch anzunehmen, dass die Einzellinsen von den Simulationen leicht abweichende Aperturen oder insbesondere abweichende Abstände zwischen den einzelnen Elektroden aufweisen können. Dies sind kritische Parameter der Elektroden, welche bei Abweichungen zu anderen Brennweiten in Abhängigkeit von der angelegten Spannung führen würden.

In Experimenten ist somit das abweichende Verhalten der Einzellinsen unbedingt zu berücksichtigen und die angelegten Spannungen entsprechend anzupassen. Dennoch wurden insgesamt gute Abbildungen bei verschiedenen Vergrößerungen erreicht. Bei Betrieb aller vier Einzellinsen konnten Elemente der USAF 1951 Teststruktur bis herab zu Element 6 der Gruppe 5 gut aufgelöst abgebildet werden. Wie in Abbildung 5.9 gezeigt konnte ihr Linienabstand von $1,14 \cdot 17,54\mu\text{m}$ gut aufgelöst abgebildet werden. Kleinere Strukturen für stärkere Vergrößerungen können bedingt durch die lichtoptische Abbildung der Teststruktur auf die MOT nicht beobachtet werden.

5.4 Abbildung eines optischen Gitters als Teststruktur

Für die genaue Bestimmung der erreichbaren Vergrößerungen und räumlichen Auflösung des ionenoptischen Systems ist es notwendig, Objekte mit bekannten Maßen abzubilden. Dies ist durch die eingeschränkte lichtoptische Auflösung bei der Abbildung einer Teststruktur durch den Ionisationslaser auf die MOT, wie sie im Abschnitt zuvor beschrieben wurde, nur auf schwache Vergrößerungen und Strukturen mit einer minimalen Größe von $20\mu\text{m}$ begrenzt möglich. Um ausreichend kleine, quantitativ wohldefinierte Objektstrukturen zu erzeugen, wurde deshalb ein optisches Gitter durch eine Überlagerung von Strahlteilen des Ionisationslasers erzeugt. Dies führt zu einer räumlichen Intensitätsmodulation und somit gemäß Gleichung 4.7 zu einer räumlichen Modulation der Ionisationsrate.

Der hierfür eingesetzte Aufbau ist in Abbildung 5.10 a) dargestellt. Über die Verwendung von zwei Polarisationsstrahlteilern wird der Laserstrahl in zwei unter einem Abstand D zueinander parallel verlaufenden Strahlen gleicher Intensität aufgeteilt. Die anschließende Fokussierung durch einen Achromaten der Brennweite f führt in der Brennebene durch die Interferenz der beiden Teilstrahlen zur Ausbildung eines optischen Gitters. Der zugehörige Gitterabstand d lässt sich über die Überlagerung der beiden elektrischen Felder bestimmen.

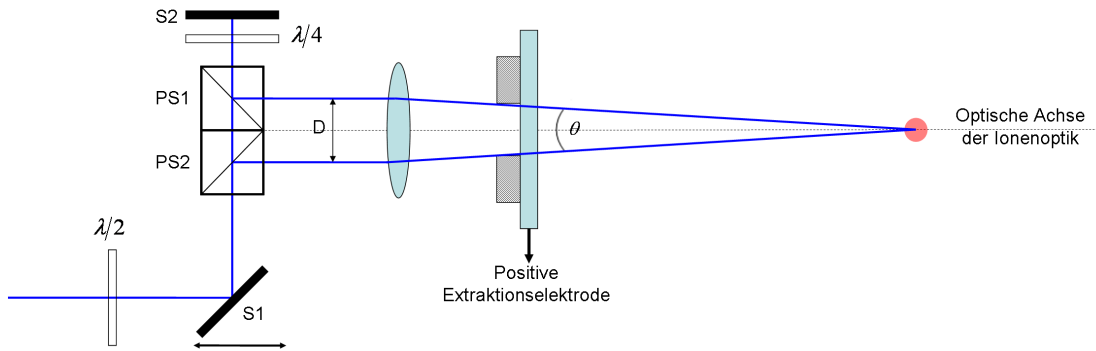


Abbildung 5.10: Nicht maßstabgetreue Skizze des Aufbaus zur Erzeugung eines optischen Gitters mit variablem Gitterabstand am Ort der MOT. Die Strahlaufteilung erfolgt über zwei Polarisationsstrahlteiler (PS). Die Intensitätsverteilung lässt sich über λ -Platten regulieren. Der Abstand D der Strahlen zueinander lässt sich über die Verschiebung des auf einem Positioniertisch angebrachten Spiegels $S1$ variieren. Die Strahlteile werden im Fokus eines Achromaten überlagert [Li08]. D ist durch den begrenzten optischen Zugang zur MOT limitiert.

Das elektrische Feld $E_0(x_0, y_0, z = -f)$ vor der Linse, ohne Berücksichtigung der Strahlaufteilung, wird über einen Gaußstrahl beschrieben

$$E_0(x_0, y_0, z) = \hat{E}_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}} \exp\left[-\left(\frac{r}{w(z)}\right)^2\right] \exp\left[-ik \frac{r^2}{2R(z)}\right] \exp\left[-i\left(kz - \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)\right)\right] \quad (5.1)$$

mit dem $\frac{1}{e}$ -Strahlradius w_0 , der Kreiswellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, der Wellenlänge λ , der Rayleigh Länge $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ und dem Krümmungsradius der Wellenfront $R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right)$ [Kog66]. Das elektrische Feld $E_0(x, y, z = f)$ in der Brennebene der Linse ($z = f$) entspricht der Fouriertransformierten der Feldverteilung in der Brennebene vor der Linse ($z = -f$) multipliziert mit der Linsentransmissionsfunktion $\tau_{Linse}(x, y) := \exp\left[-i \frac{1}{2f\lambda} (x^2 + y^2)\right]$ [Sto93]. In der Brennebene findet man somit wiederum eine Gaußverteilung des elek-

trischen Feldes. Die Intensitätsverteilung ist demnach [Kog66]

$$I_0(x, y, f) = |E_0(x, y, f)|^2 = \hat{I}_0 \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)^2}{w_0} \right] \quad (5.2)$$

mit w_0 dem $\frac{1}{e^2}$ Radius (*beamwaist*) der Intensitätsverteilung des Gaußstrahls nach der Linse. Werden nun zwei Strahlteile gleicher Intensität um $D/2$ von der optischen Achse verschoben so ergibt sich bei Verwendung des Verschiebungssatzes $FT[f(x - x_0)] = e^{i\omega_x x_0} \tilde{F}(\omega_x)$ mit der Raumkreisfrequenz $\omega_x = \frac{2\pi}{\lambda z} x$ bei $z = f$

$$E_{+D/2}(x, y, f) = \exp \left[-i \frac{\pi D}{\lambda f} x \right] E_0(x, y, f) \quad (5.3)$$

$$E_{-D/2}(x, y, f) = \exp \left[+i \frac{\pi D}{\lambda f} x \right] E_0(x, y, f). \quad (5.4)$$

Daraus folgt die Intensitätsverteilung

$$I(x, y, f) = |E_{+D/2} + E_{-D/2}|^2 = 2 \left(\cos \left(\frac{2\pi D}{\lambda f} x \right) + 1 \right) I_0(x, y, f) \quad (5.5)$$

als periodisches Gitter entlang x mit einem Streifenabstand

$$d = \frac{\lambda f}{D}. \quad (5.6)$$

Der Gitterabstand lässt sich abhängig von dem Abstand D der Strahlen zueinander variieren. Abbildung 5.11 zeigt eine lichtoptische Messung der erreichbaren Gitterabstände bei einer Überlagerung der Strahlteile mit einem Achromaten mit einer Brennweite $f = 200\text{mm}$. Hierfür wurde das erzeugte optische Gitter mit Hilfe eine Objektivs mit bekannter Vergrößerung (Vergrößerung $M_L = 16,22$) auf einen CMOS Chip abgebildet. Der Strahlabstand D wurde in 1mm Schritten über eine Verschiebung des Spiegels (S1) geändert.

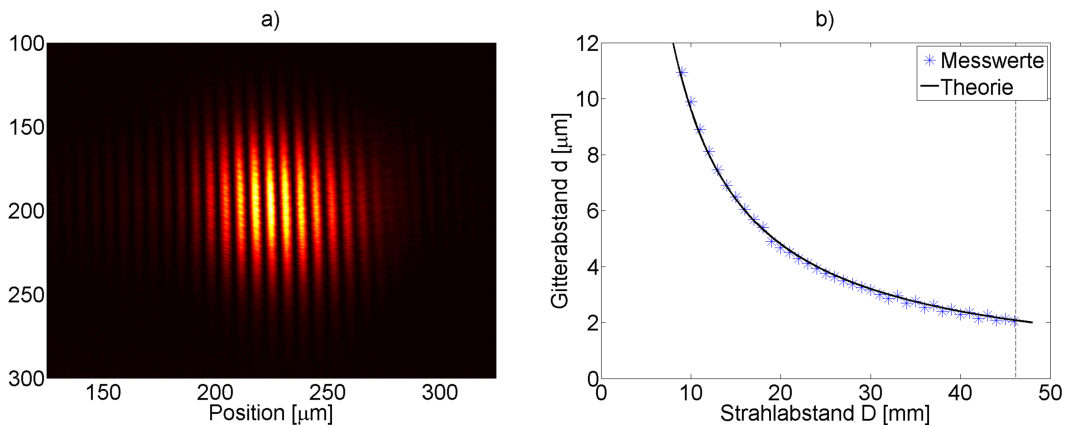


Abbildung 5.11: a) Lichtoptische Abbildung mit einer Vergrößerung von $M_L = 16,22$ des optischen Gitters mit einem festen Strahlabstand $D = 17\text{mm}$ und Gitterabstand $d = 5,68\mu\text{m}$ auf einem CMOS Chip. b) Gitterabstand d in Abhängigkeit von dem Strahlenabstand D . Theorie gemäß Gleichung 5.6. Gestrichelt eingezeichnet ist die experimentelle Grenze.

In dem experimentellen Aufbau, wie er in Abbildung 5.10 skizziert ist, lassen sich jedoch nur Strahlabstände $D < 46,15\text{mm}$ und somit kleinst mögliche Gitterabstände von $d = 2,08\mu\text{m}$ erreichen. Dies liegt an dem begrenzten optischen Zugang zur MOT. Neben den beiden 1"-Polarisationsstrahlteilern ist die Hal-

terung der transparenten positiven Extraktionselektrode maßgebend. Diese besitzt in einem Abstand von $32,5\text{mm}$ zur MOT einen Aperturradius von $3,75\text{mm}$. Da zur Fokussierung des Ionisationslasers auf die MOT aufgrund der Größe der Vakuumkammer ein außerhalb der Kammer positionierter 2" Achromat mit einer Brennweite von 200mm verwendet wird, sind kleinere Gitterabstände nicht zu erreichen.

Mit Hilfe dieser Anordnung können bei Überlagerung des optischen Gitters mit der MOT mittels der nun ortsabhängigen Photoionisation der Atome variable Gitterstrukturen bis minimal $d = 2,08\mu\text{m}$ auf die MOT aufgeprägt werden.

5.4.1 Vergrößerungen

Die Verwendung von ausreichend kleinen Gitterabständen ermöglicht es die Ionenoptik auch bei starken Vergrößerungen zu betreiben. Hierfür ist der Einsatz von allen vier Einzellinsen notwendig. Über das Variieren der Spannungen an den mittleren Elektroden der Einzellinsen können verschiedene Vergrößerungen erreicht werden. Beispiele der durch den *MCP stack* und *Delay Line* Detektor aufgenommenen Bilder der Ionen-Gitterstruktur bei Betrieb der Ionenoptik sind in Abbildung 5.12 dargestellt. Weitere experimentell erreichte Vergrößerungen sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Das Finden einer optimalen Spannungskombination erfolgte durch subjektives Variieren der Linseneinstellungen. Da die Gesamtvergrößerung aus dem Produkt der Vergrößerungen der Zwischenbilder entsteht lassen sich mehrere Kombinationen für dieselbe Vergrößerung finden.

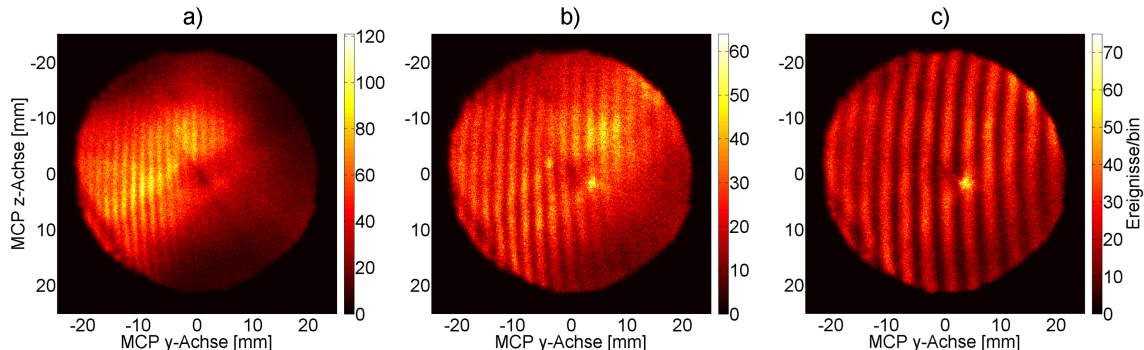


Abbildung 5.12: Ionenoptische Abbildung einer Ionen-Gitterstruktur mit Gitterabstand $d = 3,55\mu\text{m}$ auf das *MCP*. Die Ereignisse sind auf $\text{bin} = 125\mu\text{m}$ diskretisiert. a) $M \approx 500$, b) $M \approx 750$ und c) $M \approx 1050$

Man beobachtet in allen Beispielen eine leichte Krümmung der Interferenzstreifen. Dies lässt sich mit den in Kapitel 3.9 beschriebenen monochromatischen Aberrationen der Ionenoptik erklären und stimmt mit den Beobachtungen in Messungen zu Linsenfehlern überein (siehe 5.2.1). Dass die Krümmung über dem gesamten Bildbereich in die selbe Richtung erfolgt spricht des Weiteren dafür, dass der abgebildete Objektbereich nicht auf der optischen Achse zentriert ist. Man sieht außerdem, dass aufgrund der monochromatischen Aberration entstehende Signalmaximum am Kreuzungspunkt mit der optischen Achse. Des Weiteren tritt eine leichte Zunahme des Gitterstreifenabstands von einer Seite der Detektionsfläche zur anderen auf. Dies lässt vermuten, dass zumindest eine mittlere Elektrode einer Einzellinse nicht rotations-symmetrisch zur optischen Achse positioniert ist. Die Auswirkung einer solchen mechanischen Asymmetrie wurde in Kapitel 3.14 beschrieben.

M	Extraktoren	Linse1	Linse2	Linse3	Linse4
1050	± 500V	-3000V	+621V	+650V	+685V
900	± 500V	-2800V	+570V	+580V	+690V
750	± 500V	-2800V	+570V	+488V	+686V
500	± 500V	-2700V	+570V	+320V	+686V
380	± 500V	-2700V	+581V	+286V	+638V
250	± 500V	-2700V	+582V	+286V	+488V
215	± 500V	-2700V	+569V	+286V	+456V
140	± 500V	-2700V	+0V	+476V	+675V
110	± 500V	-2700V	+0V	+397V	+587V
80	± 500V	-2700V	+0V	+375V	+556V
50	± 500V	-2400V	-2400V	+350V	-2400V
50	± 500V	-2700V	+0V	+238V	+437V
30	± 500V	-2400V	+400V	-2400V	-2400V
20	± 500V	-2400V	-2400V	-2400V	+500V
6	± 410V	-2520V	0V	0V	+37V

Tabelle 5.1: Auswahl an experimentell erreichten Vergrößerungen M bei verschiedenen angelegten Spannungen.

5.4.2 Kontrast und Modulationstransferfunktionen

Für die Abbildungsqualität bzw. Schärfe der Ionenoptik ist das Erhalten des Objektkontrastes in der Abbildung relevant. Für eine entsprechende Auswertung ist es notwendig zunächst den Objektkontrast des optischen Gitters näher zu bestimmen. Zusätzlich muss der Einfluss der räumlichen Abtastung durch den Ionendetektor auf den Bildkontrast berücksichtigt werden. Diese beiden Faktoren haben unabhängig von der Ionenoptik einen Einfluss auf den Kontrast der Abbildung.

Bestimmung des Objektkontrasts

In der nach Gleichung 5.5 für den Objektkontrast verantwortlichen Intensitätsverteilung des optischen Gitters findet man eine theoretische minimale Intensität $I_{min} = 0$ und eine maximale Intensität $I_{max} = \hat{I}_0$. Hieraus ergibt sich ein theoretischer Objektkontrast $K_O = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{\hat{I}_0}{\hat{I}_0} = 1$ (siehe Gleichung 2.23). Der Kontrast kann jedoch im Experiment von diesem Maximalwert abweichen. Dies kann insbesondere durch eine ungleiche Intensitätsverteilung zwischen den beiden Laserstrahlteilen entstehen. Diese ist zwar durch eine im Aufbau eingesetzte $\frac{\lambda}{2}$ -Phasenplatte an den Polarisationsstrahlteilern gut einzustellen, eine 1:1 Intensitätsaufteilung am Kreuzungspunkt kann dennoch, auch aufgrund der unterschiedlichen Wege durch das Vakuumfenster und die Glaselektrode, nicht erwartet werden. Eine Kontrastabnahme des optischen Gitters kann unter Umständen auch durch mechanische Schwingungen entstehen. Dies spielt jedoch erst bei langen Integrationszeiten eine Rolle.

Für eine Bestimmung des experimentell erreichbaren Objektkontrastes wurde das optische Gitter lichtoptisch mit einer Vergrößerung $M_L = 16,22$ auf einer CMOS Kamera (uEye der Firma IDS) abgebildet. Ein entsprechendes Bild wurde bereits in Abbildung 5.11 a) gezeigt. Die spaltenweise aufsummierte Intensität in Abhängigkeit von der Position ist in Abbildung 5.13 a) für zwei verschiedene Gitterabstände d dargestellt. Hieraus lässt sich jedoch nicht direkt der Objektkontrast bestimmen. Die gemessene Bildfunktion $B(x,y)$ ist bestimmt durch die Faltung der Objektfunktion $O(x,y)$ mit der Punktspreizfunktion des lichtoptischen Linsensystems $PSF_{Linsensystem}$ und der räumlichen Abtastfunktion des Sensors $S_{Sensor}(x,y)$ (siehe

Kapitel 2.4)

$$B(x, y) = O(x, y) * PSF_{Linsensystem}(x, y) * S_{Sensor}(x, y). \quad (5.7)$$

Der verwendete Sensor ist hier ein CMOS Chip mit $M \cdot N$ Pixeln ($1280 \cdot 1024$), einem aktiven Pixelbereich $a \cdot b$ ($5,3 \mu m \cdot 5,3 \mu m$) und einem Pixelabstand $c \cdot d$ ($5,3 \mu m \cdot 5,3 \mu m$). Die Pixelgröße und Sensorgröße lassen sich über Rechteckfunktionen beschreiben, die räumliche Abtastung über eine Dirac-Kammfunktion. Daraus findet man insgesamt eine räumliche Abtastfunktion [Jah12]

$$S_{Sensor}(x, y) = \left[comb\left(\frac{x}{c}, \frac{y}{d}\right) * rect\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{b}\right) \right] \cdot rect\left(\frac{x}{Mc}, \frac{y}{Nd}\right). \quad (5.8)$$

Da der Pixelabstand der Pixelgröße entspricht und Strukturgrößen nahe der Sensorgröße hier keine Rolle spielen, lässt sich dies reduzieren auf

$$PSF_{Sensor}(x, y) = rect\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{b}\right). \quad (5.9)$$

Das zur Abbildung verwendete Objektiv besitzt eine Numerische Apertur $NA = 0,25$. Die Abbildung mit einer Wellenlänge $\lambda = 479 nm$ führt somit zu einer beugungsbedingten Halbwertsbreite der PSF, bzw. des Hauptmaximums der Airy-Funktion, von $FWHM = \frac{0,51\lambda}{NA} = 977 nm$ [Hec01]. Nähert man die PSF mit einer Gaußfunktion mit einer Varianz $\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2\ln 2}}$ an, so ist

$$PSF_{Linsensystem}(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}}. \quad (5.10)$$

Die Objektfunktion kann nun, bei Vernachlässigung von lichtoptischen Linsenfehlern, aus einer Entfaltung der Bildfunktion rekonstruiert werden. Insgesamt lässt sich die lichtoptische Abbildung auf den CMOS-Chip gut über eine Modulationstransferfunktion beschreiben. Sie berechnet sich aus dem Produkt der Beträge der fouriertransformierten PSFs

$$MTF_{Gesamt} = |FT[PSF_{Linsensystem}(x, y)]| \cdot |FT[PSF_{Sensor}(x, y)]|. \quad (5.11)$$

Abbildung 5.13 b) zeigt die MTF_{Gesamt} des lichtoptischen Systems zum einen als Kontrast K in Abhängigkeit von der Raumfrequenz in $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$ und zum anderen in Abhängigkeit von dem periodischen Gitterabstand d auf dem Chip. Daraus lässt sich bei Berücksichtigung der lichtoptischen Vergrößerung direkt ein erwarteter Kontrast von z.B. $K_O(d = 5,67 \mu m) = 0,9942$ und $K_O(d = 2,53 \mu m) = 0,9709$ bestimmen. Bei der hier verwendeten Standardabtastung, ohne Berücksichtigung von lichtunempfindlichen Zwischenräumen und der Chip-Größe, findet man den ersten Nulldurchgang im Frequenzraum bei der doppelten Nyquist-Frequenz. Dies folgt direkt aus den Eigenschaften der sinc-Funktion, der Fouriertransformierten der Rechteck-Funktion. Bei der Nyquist-Frequenz, bzw. der halben räumlichen Abtastfrequenz (siehe auch Gleichung 2.26), findet man noch einen Kontrast von $K_O(dM_L \approx 5,3 \mu m) = 0,62$. Bei Raumfrequenzen unter der Nyquist-Frequenz beobachtet man Aliasing [Jah12].

Aus den zuvor beschriebenen Messungen lässt sich im Strukturbereich zeilenweise der Kontrast bestimmen. In Abbildung 5.13 b) sind die daraus resultierenden mittleren Kontraste mit ihrer Standardabweichung für die gemessenen Gitterabstände $M_L \cdot d$ eingezeichnet. Vergleicht man die Messergebnisse mit der berechneten MTF_{Gesamt} so findet man einen um ca 5% niedrigeren Kontrast. Hierbei wurden die 15 Messungen bei kleinen Gitterabständen d nicht berücksichtigt, da diese mit einem schlechten Signal-Rausch Verhältnis durchgeführt wurden. Insgesamt findet man somit einen Objektkontrast $K_O \approx 0,95 \pm 0,05\%$. Der Bildkon-

trast K_B sollte im Idealfall diesem ermittelten Objektkontrast entsprechen.

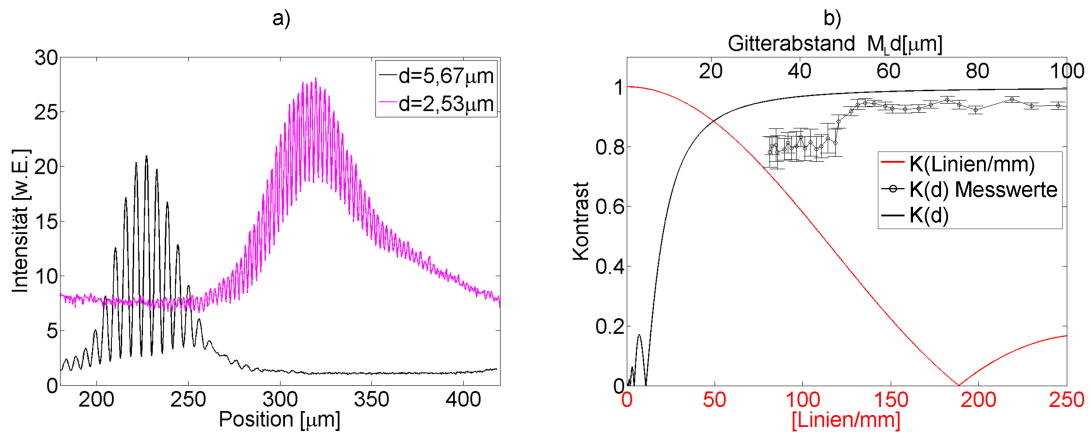


Abbildung 5.13: a) 1d-Bildfunktion $B(x)$ von zwei optischen Gittern mit Gitterabständen d bei einer lichtoptischen Abbildung auf einen CMOS-Chip. b) Modulationstransferfunktion des lichtoptischen Systems bestehend aus einem Objektiv mit $NA = 0,25$ und einem Detektor mit einer Pixelgröße von $5,3 \mu\text{m} \cdot 5,3 \mu\text{m}$. Darstellung über Kontrast K in Abhängigkeit von der Raumfrequenz und in Abhängigkeit von dem Gitterabstand $M_L d$ auf dem Chip. Eingetragen sind auch Messungen des Kontrasts in Abhängigkeit von $M_L d$.

Einfluss des Ionendetektors

Genau wie für die Bestimmung des Objektkontrastes der lichtoptische Sensor berücksichtigt werden musste muss auch der Ionendetektor für die Bewertung des ionenoptischen Kontrasts berücksichtigt werden. Dies gelingt über die MTF des Ionendetektors (MTF_{Detektor}). Diese lässt sich bestimmen als Betrag der Fouriertransformierten der PSF. Analog zu der in Gleichung 5.12 beschriebenen Abtastfunktion des CMOS Chips lässt sich auch der Ionendetektor beschreiben. Hierbei führen die kreisförmige Porengröße g ($13 \mu\text{m}$) sowie der Mitte-zu-Mitte Abstand der Poren p ($17 \mu\text{m}$) der Mikrokanalplatten (MCPs) zu einer räumlichen Diskretisierung der gemessenen Ereignisse. Des Weiteren muss auch hier in der Abtastfunktion der Durchmesser des aktiven Plattenbereichs ($D = 40 \text{mm}$) berücksichtigt werden. Man findet eine räumliche Abtastfunktion bzw. PSF des Sensors [Fli04]

$$S_{MCP}(r) = \left[\text{comb} \left(\frac{r}{p} \right) * \text{circ} \left(\frac{r}{g} \right) \right] \cdot \text{circ} \left(\frac{r}{D} \right) \quad (5.12)$$

Aus dem Betrag der Fouriertransformierten von $S_{MCP}(r)$ lässt sich die Modulationstransferfunktion des Ionendetektors bestimmen. Sie beschreibt den Einfluss der Eigenschaften des Detektors auf den erreichbaren Kontrast der Abbildung. Die MTF des Detektors ist in Abbildung 5.14 a) dargestellt. Man sieht, dass der Kontrast bei kleineren Gitterabständen auf dem Detektor sinkt. Ein Bildkontrast von $K_B = 0,99$ wird erst bei einem Gitterabstand von $d \cdot M = 300 \mu\text{m} \approx 18 \cdot p$ auf dem Detektor erreicht. Bei $d \cdot M = 34 \mu\text{m} = 2 \cdot p$ sind es noch $K_B = 0,56$. Kleine Gitterabstände müssen entsprechend stark vergrößert werden um einen guten Kontrast zu erreichen.

Bildkontrast

Der erreichbare Bildkontrast wurde für die Ionenoptik in Kapitel 3.4.4 ohne Berücksichtigung der Detektoreigenschaften berechnet. Abbildung 3.12 zeigte die Modulationstransferfunktionen ($MTF_{\text{Ionenoptik}}$) für verschiedene Objektiefen und Vergrößerungen. Eine Bewertung des erreichbaren Bildkontrasts mit Be-

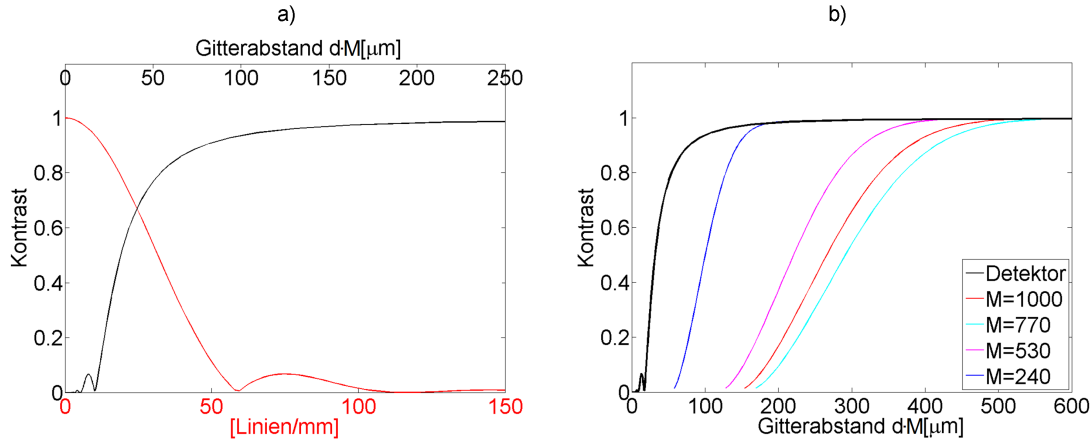


Abbildung 5.14: a) Modulationstransferfunktion des Ionendetektors bestehend aus Mikrokanalplatten mit einem Porenabstand von $17\mu\text{m}$. Darstellung über Kontrast K in Abhängigkeit von der Raumfrequenz und in Abhängigkeit von dem Gitterabstand $d \cdot M$. b) Modulationstransferfunktionen des gesamten Systems $MTF_{\text{Gesamt}} = MTF_{\text{Ionenoptik}} \cdot MTF_{\text{Detektor}}$ für verschiedene Vergrößerungen bei einer Objektiefe von $500\mu\text{m}$. Der Kontrast ist in Abhängigkeit von dem periodischen Gitterabstand $d \cdot M$ auf dem Detektor angegeben.

rücksichtigung der Eigenschaften des Ionendetektors erfolgt über die Modulationstransferfunktion des gesamten abbildenden Systems. Die Gesamt-MTF des Systems bestehend aus Ionendetektor und Ionenoptik lässt sich aus dem Produkt der einzelnen MTFs bestimmen

$$MTF_{\text{Gesamt}} = MTF_{\text{Ionenoptik}} \cdot MTF_{\text{Detektor}}. \quad (5.13)$$

Vergleicht man die MTF_{Detektor} mit den aus Simulationen bestimmten $MTF_{\text{Ionenoptik}}$ bei verschiedenen Vergrößerungen und Objektiefen (siehe Abbildung 3.12), so sieht man, dass bei geringen Objektiefen ($25\mu\text{m}$), die MTF_{Detektor} die MTF_{Gesamt} und somit die Abbildung bei allen Vergrößerungen limitiert. Anders wird das bei größeren Objektiefen ($500\mu\text{m}$) wo die $MTF_{\text{Ionenoptik}}$ bei achsenfernen Objektstrukturen zu einem schlechteren Kontrast bei kleinen Strukturen führt. Bei achsennahen Strukturen dominiert jedoch auch hier die MTF_{Detektor} des Detektors. Die verschiedenen MTF_{Gesamt} sind in Abbildung 5.14 b) dargestellt. Für Objektstrukturen mit Abständen $d \geq \frac{600\mu\text{m}}{M}$ und einer Objektiefe $\Delta x_t \leq 500\mu\text{m}$ sollte ein Bildkontrast $K_B \geq 0,99$ erreicht werden. Dies ist bei dem verwendeten Aufbau mit einem Gitterabstand in der Objektebene von minimal $2,08\mu\text{m}$ für alle Vergrößerungen $M \geq 290$ gewährleistet. Berücksichtigt man zusätzlich den Objektkontrast von $K_O \approx 0,95$ so erwartet man einen Bildkontrast in Höhe von $K_B \approx 0,94$.

Der Kontrast der ionenoptischen Bilder der Gitterstruktur lässt sich aus den aufgenommenen Maxima und Minima auf dem Detektor berechnen. Um diese mit einem guten Signal-Rausch-Verhältnis zu bestimmen wird die Ionenanzahlrate zunächst räumlich auf $2p \cdot 2p$ für $M=500$, $4p \cdot 4p$ für $M=750$ und $5p \cdot 5p$ für $M=1050$ in einem zweidimensionalen Histogramm zusammengefasst. Die Größe der räumlichen Abrasterung lässt sich auswählen, indem aus Histogrammen der Ionenanzahlrate die Diskretisierungsgröße bestimmt wird, bei welcher ein optimaler lokaler Kontrast $K_B = 1$ mit großem Kontrastumfang erreicht wird. Der Kontrastumfang ist bestimmt über die Varianz des Histogramms der Ionenanzahlrate des Bildes wie es in Abbildung 5.15 gezeigt ist. Die Varianz wächst zunächst bei größer werdenden Diskretisierungsschritten. Zugleich führen größere Diskretisierungsschritte jedoch zu größeren minimalen Zählraten.

Jede Zeile senkrecht zu den aufgenommenen Interferenzstreifen weist nun einen Intensitätsverlauf $I(x, y, f) = 2 \left(\cos \left(\frac{2\pi D}{\lambda f} x \right) + \Delta\phi \right) + 1$ auf. Aufgrund der Bildkrümmung kann sich die Phase je-

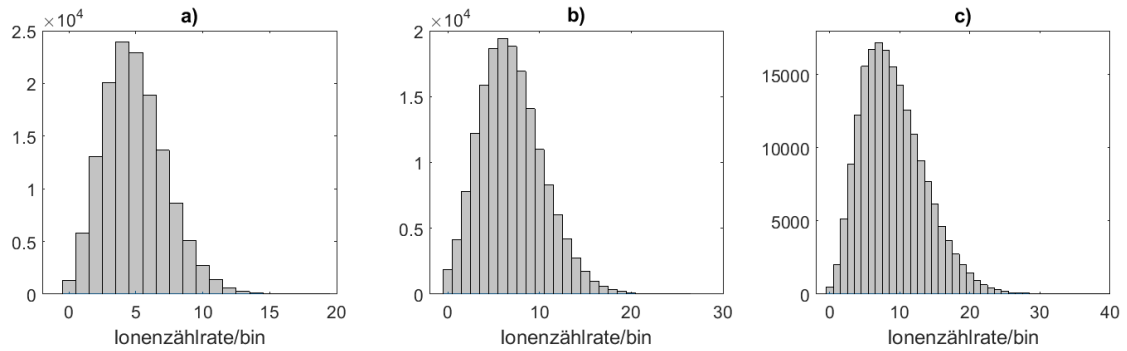


Abbildung 5.15: Histogramme der gemessenen Ionenrate bei einer festgelegten räumlichen Diskretisierung (bin) für a) $M = 500$, $bin = 2p$ b) $M = 750$, $bin = 4p$ und c) $M = 1050$, $bin = 5p$.

doch von Zeile zu Zeile unterscheiden. Die Phase lässt sich aus einem Fit an die detektierte Ionenrate je Zeile bestimmen. Um einen guten Fit zu gewährleisten werden hierfür Ausreißer herausgerechnet indem die Abweichung jeder Zählrate mit dem Mittelwert der 8 nächsten Nachbarn verglichen wird. Weicht er um mehr als 10% ab, so wird er durch den Mittelwert der 8 Nachbarn ersetzt.

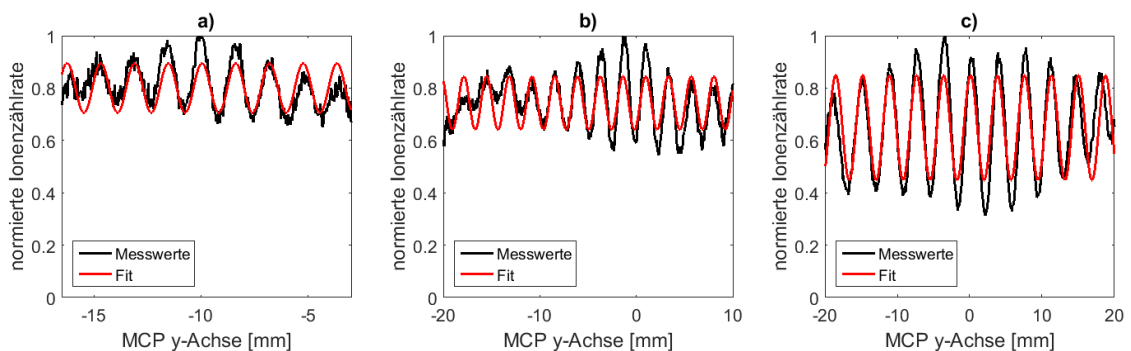


Abbildung 5.16: Parallel zu den Interferenzstreifen spaltenweise aufsummierte und normierte Ionenrate für a) $M = 500$ b) $M = 750$ und c) $M = 1050$ für die Bestimmung eines mittleren Bildkontrasts K_B .

Verschiebt man nun jede einzelne Zeile um eine Phase $\Delta\phi = 0$ zu erhalten, so liegen alle Maxima und Minima der Zeilen übereinander und lassen sich aufsummieren. Das Resultat ist in Abbildung 5.16 gezeigt. Aus der Amplitude des angefitteten Zählratenverlaufs lässt sich ein Kontrast von $K_B = 0,12$ für $M=500$, $K_B = 0,14$ für $M=750$ und $K_B = 0,31$ für $M=1050$, bestimmen. Dies weicht erheblich von dem unter Berücksichtigung der lichteoptischen Messungen und Ionendetektoreigenschaften erwarteten Bildkontrast $K_B \approx 0,94$ ab.

Die Ursachen für den niedrigen Kontrast sind nicht direkt ersichtlich. Nicht bekannt ist die absolute Orientierung der Gitterstruktur bzgl. der ionenoptischen Achse. Ist die Orientierung nicht senkrecht so kann es zu erheblichen, schwer abschätzbaren, Kontrastverlusten kommen. Da hier zusätzlich weder durch Linsenfehler entstehende Artefakte noch Hintergrundionen berücksichtigt werden besteht die Möglichkeit nach einer Bildverarbeitung, insbesondere in inhomogen beleuchteten Bereichen, einen besseren Kontrast zu beobachten.

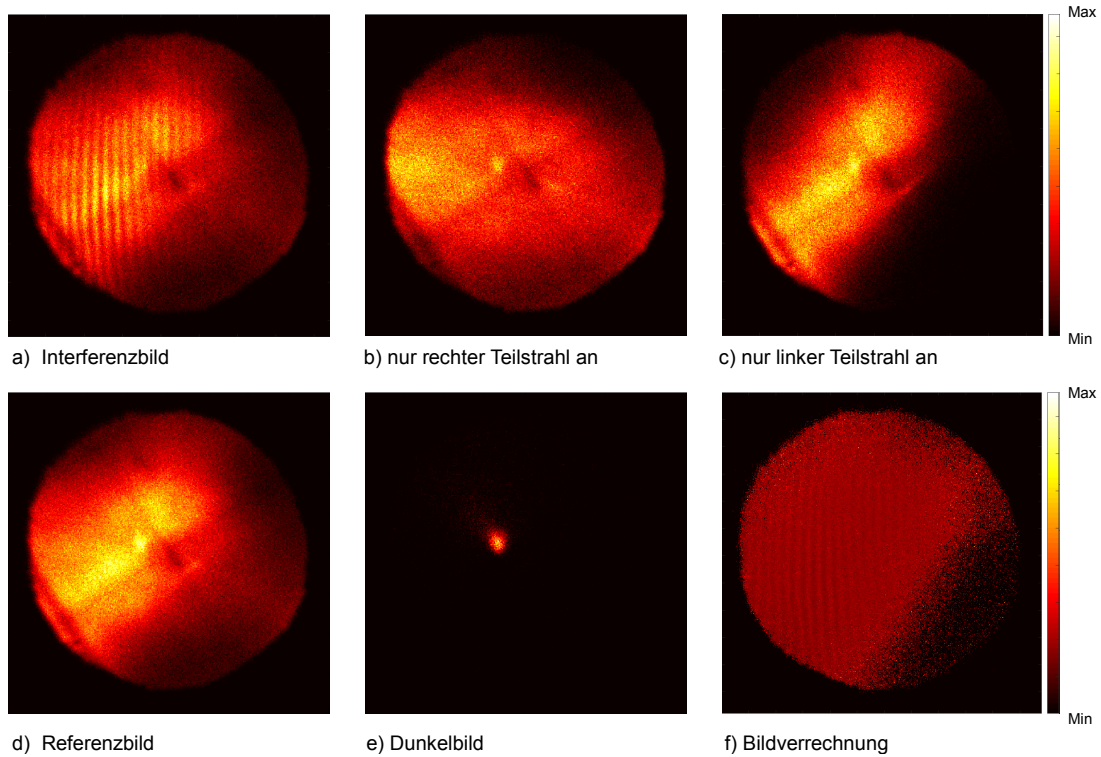


Abbildung 5.17: Über 60s aufgenommene Bilder für die Bildverarbeitung bei einer um $M = 500$ vergrößert auf das MCP abgebildeten Gitterstruktur mit $d = 3,55\mu\text{m}$ (Bildverarbeitung mit Diskretisierungs $5 \cdot p$).

5.4.3 Bildverarbeitung

Die Bildverarbeitung strebt an, das Ausgangsobjekt möglichst gut zu rekonstruieren. Hierfür ist insbesondere die ungleichmäßige Ausleuchtung des Objekts, bzw. hier der ungleichmäßige Kontrast des optischen Gitters aufgrund der ungleichmäßigen Intensitätsverteilung der Laserteilstrahlen zu beachten. Berücksichtigt man also, dass die einzelnen Strahlen zur Erzeugung der Interferenzstreifen unterschiedliche Intensitäten aufweisen können, so findet man mit $E_{+D/2}(x,y,f) = \exp[-i\frac{\pi}{d}x] \sqrt{I_{+D/2}(x,y,f)}$ und $E_{-D/2}(x,y,f) = \exp[+i\frac{\pi}{d}x] \sqrt{I_{-D/2}(x,y,f)}$ (siehe Gleichungen 5.3, 5.4 und 5.6) nach Gleichung 5.5 eine in den Interferenzstreifen erwartete Intensitätsverteilung von

$$I(x,y,f) = |E_{+D/2} + E_{-D/2}|^2 = I_{+D/2} + I_{-D/2} + 2\sqrt{I_{+D/2}I_{-D/2}}\cos\left(\frac{2\pi}{d}x\right). \quad (5.14)$$

Daraus ergibt sich mit einer maximalen $I_{max} = I_{+D/2} + I_{-D/2} + 2\sqrt{I_{+D/2}I_{-D/2}}$ und minimalen Intensität $I_{min} = I_{+D/2} + I_{-D/2} - 2\sqrt{I_{+D/2}I_{-D/2}}$ ein lokaler Kontrast $K(x,y)$ in Höhe von

$$K(x,y) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2\sqrt{I_{+D/2}(x,y)I_{-D/2}(x,y)}}{I_{+D/2}(x,y) + I_{-D/2}(x,y)}. \quad (5.15)$$

Um den Einfluss der lokal ungleichen Intensitätsverteilung der Teilstrahlen auf das optische Gitter zu berücksichtigen lässt sich dieses mit dem punktweise erreichbaren Kontrast, bzw. der minimalen und ma-

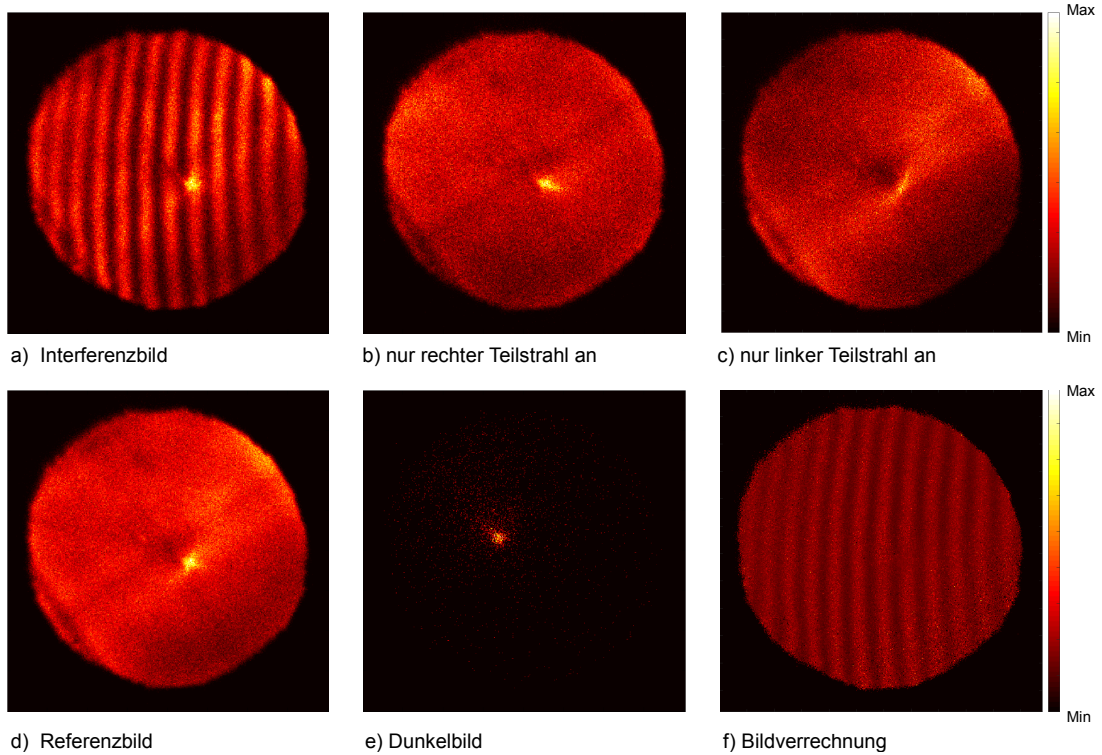


Abbildung 5.18: Über 60s aufgenommene Bilder für die Bildverarbeitung bei einer um $M = 1050$ vergrößert auf das *MCP* abgebildeten Gitterstruktur mit $d = 3,55\mu\text{m}$ (Bildverarbeitung mit Diskretisierungs $5 \cdot p$).

ximalen Intensität gewichten. Man findet einen normierten und gewichteten Intensitätsverlauf I_g

$$I_g(x,y) = \frac{I(x,y) - I_{\min}(x,y)}{I_{\max}(x,y) - I_{\min}(x,y)} \quad (5.16)$$

Dies kann nun für eine Bildverarbeitung genutzt werden. Aufgenommen wird hierfür zunächst die räumliche Verteilung der auf dem *MCP* detektierten Ionenzählraten bei Aufprägung des optischen Gitters auf die Atomwolke $I_{Bild}(x,y)$ (beide Laserstrahlen sind an). Betrachtet wird des Weiteren die Verteilung der Ionenzählraten mit nur dem linken Laserstrahl angeschaltet $I_l(x,y)$ und die Ionenzählraten mit nur dem rechten Laserstrahl angeschaltet $I_r(x,y)$. Sie beinhalten neben den Intensitätsverteilungen der einzelnen Laserstrahlen die Dichteverteilung der Atomwolke. Diese zwei Bilder ohne Interferenzeffekte lassen sich zu einer Referenzaufnahme $I_{ref}(x,y) = I_l(x,y) + I_r(x,y)$ zusammenfassen. In dieser Aufnahme lässt sich das falsche Signalmaxima durch sphärische Aberration identifizieren. Um zusätzlich Hintergrundionen zu berücksichtigen, welche trotz ausgeschaltetem Ionisationslaser auf den Detektor gelangen, wird zusätzlich eine Dunkel-Aufnahme mit einer Verteilung $I_D(x,y)$ mit beiden Laserstrahlen ausgeschaltet berücksichtigt. Hier beobachtet man hauptsächlich Ionen, die direkt aus den verwendeten Rubidium-Dispensern stammen. Abbildung 5.17 und 5.18 zeigen Beispiele der einzelnen Aufnahmen der räumlichen Verteilung der Ionenzählrate für die Bildverarbeitung. Die Bildverrechnung erfolgt dann mit diesen Verteilungen nach Gleichung 5.16 punktweise über

$$I_V(x,y) = \frac{I_{Bild}(x,y) - I_{ref}(x,y) - 3I_D(x,y)}{4\sqrt{(I_l(x,y) - I_D(x,y))(I_r(x,y) - I_D(x,y))}} + \frac{1}{2}. \quad (5.17)$$

Hierbei wird vorausgesetzt, dass wie in Gleichung 4.7 gegeben, ein linearer Zusammenhang zwischen der Photoionisationsrate und der Laserintensität besteht.

Es ist jedoch nur möglich Bildpunkte für die Verrechnung zu berücksichtigen, welche sowohl bei Ionisation mit nur dem linken als auch nur dem rechten Teilstrahl an, Ereignisse zeigen. Aufgrund der lokal niedrigen Ionenzählrate ist es zudem notwendig auf Dunkelbilder einen 4×4 Medianfilter einzusetzen. Man sieht, dass sich hiermit die geringere Effizienz des Detektors im mittleren Bereich des MCPs sowie Digitalisierungs-Artefakte ausgleichen lassen. Der bei Spalten-Summierung ermittelte Bildkontrast bei lässt sich auf $K_B = 0,12$ für $M=500$, $K_B = 0,15$ für $M=750$ und $K_B = 0,47$ für $M=1050$, verbessern. Die nur geringe Verbesserung des Bildkontrastes lässt sich auf Sättigung der Photoionisation oder ein nicht kontinuierliches Nachladen von Atomen in die MOT zurückführen.

Kleinste abgebildete Struktur

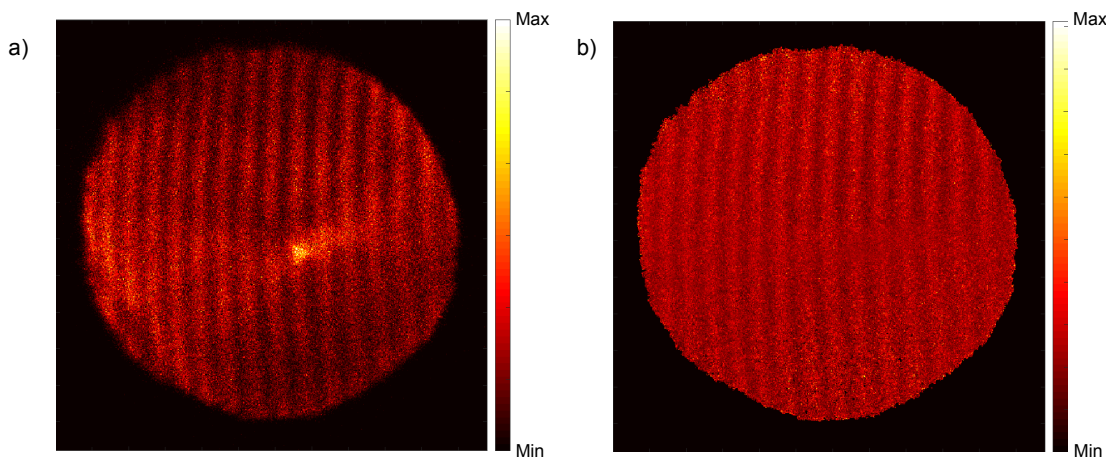


Abbildung 5.19: a) Bild einer um $M = 1050$ vergrößert auf das MCP abgebildeten Gitterstruktur mit $d = 2,74\mu\text{m}$ b) Bild nach der Bildverarbeitung (Bildverarbeitung mit Diskretisierung $5 \cdot p$).

Aufgrund des verwendeten Aufbaus ist die kleinste erreichbare Gitterstruktur auf einen Gitterabstand von $d = 2,74\mu\text{m}$ begrenzt. Diese lässt sich auf der Atomwolke aufprägen und über die so strukturierte Photoionisation gut aufgelöst detektieren. Abbildung 5.19 zeigt ein unverarbeitetes und ein verarbeitetes Bild mit einer Vergrößerung von $M = 1050$. Im unverrechneten Bild sind Artefakte aufgrund von monochromatischen Linsenfehlern, wie sie bereits in Abschnitt 5.2.1 beschrieben wurden, sichtbar. Auch die durch die Ionenoptik entstehende Verzeichnung ist deutlich. Sie entspricht näherungsweise der erwarteten kissenförmigen Verzeichnung wie sie aus Simulationen für eine Vergrößerung von 1000 hervorgegangen ist und in Abbildung 3.9 gezeigt wurde. Man beobachtet jedoch kein Verzeichniszentrum, was vermutlich an einer Dezentrierung von einer oder mehreren Elektroden liegt. Man findet einen Bildkontrast von $K_B = 0,24$ im unverrechneten und $K_B = 0,25$ im, mittels der zuvor beschriebenen Methode der Bildverarbeitung, verrechneten Zustand. Auch hier ist die Verbesserung des Bildkontrasts über die Bildverrechnung durch Sättigung der Photoionisation oder ein nicht kontinuierliches Nachladen von Atomen in die MOT stark begrenzt.

Obwohl man im Vergleich zu den Simulationen einen niedrigeren Kontrast findet, liegt die Auflösungsgrenze der entwickelten Ionenoptik eindeutig unter $2,74\mu\text{m}$. Um die tatsächliche Auflösungsgrenze der Ionenoptik zu finden ist es notwendig mit kleineren Strukturen zu arbeiten. Eine mögliche Struktur liefert eine Stehwelle des 480nm Ionisationslasers bei Retroreflexion mit einem Gitterabstand von 240nm . Eine

solche Abbildung ist in einem kurzen Versuch jedoch nicht geglückt. Das bedeutet nicht zwangsläufig, dass eine solche Strukturgröße nicht abgebildet werden kann, sondern kann seine Ursache auch in der Struktur selber haben. Ein langsames Herantasten mit immer kleiner werdenden Strukturen und zugleich stetigem Anpassen der Beschaltung der Ionenlinsen wäre der beste Weg um die Auflösungsgrenze des Systems zu finden. Mit den vorhandenen experimentellen Mittel war dies nicht möglich. Denkbar ist jedoch eine Strukturierung des Ionisationslasers mit einem *Spatial Light Modulator* und Lichtoptik hoher Numerischer Apertur dafür einzusetzen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein auf Photoionisation basierendes hochauflösendes Ionenmikroskop für kalte Atome entwickelt und experimentell charakterisiert. Hierfür wurden zunächst auf den experimentellen Anforderungen basierende teilchenoptische Simulationen durchgeführt. Anhand der daraus entstandenen Ergebnisse folgte der mechanische Entwurf der Ionenoptik und eine Erweiterung der Vakuumkammer. Nach dem Aufbau der erforderlichen Laseroptik wurde das neue System erfolgreich in ersten Experimenten verwendet.

Der Einsatz von vier Einzellinsen in der entwickelten Ionenoptik ermöglicht präzise in-situ Echtzeitmessungen an kalten Atomen mit einer einzigartigen variablen Vergrößerung von 10fach bis 1050fach. Die starke Vergrößerung schafft die Voraussetzung kleinere Strukturen als in vergleichbaren Experimenten räumlich aufgelöst darzustellen. In diesen wurde bisher nur mit frei expandierenden, durch Driftrohre geleitete, Ionen gearbeitet, was die Flexibilität der Abbildung einschränkt [Sch11; Bij15].

Die aus Simulationen hervorgehende theoretische Auflösungsrenze des vorgestellten Ionenmikroskops beträgt etwa 100nm . Experimentell konnte in einer magneto-optischen Falle auch die kleinste zur Verfügung stehende Teststruktur mit einer Strukturgröße von $2,74\mu\text{m}$ gut aufgelöst abgebildet werden. Es ist davon auszugehen, dass die Auflösungsrenze weit niedriger ist und sich an die aus Simulationen hervorgehende Grenze annähert. Falls erforderlich kann eine Reduzierung des Signal-Rausch-Verhältnisses auf dem Detektor, eine Stabilisierung der Spannungsquellen sowie eine Verbesserung der Zentrierung der Elektroden dazu beitragen.

Das Verwenden von ionenoptischen Korrektoren war bei diesem Aufbau nicht notwendig. Sollte jedoch eine Miniaturisierung der beschriebenen Anordnung angestrebt werden, müssen evtl. Korrektoren eingesetzt werden um eine ähnlich gute Auflösung bei entsprechenden Vergrößerungen zu erzielen. Korrektoren bestehend aus drei Oktopolen haben sich hierfür in der Ionenoptik bewährt [Sch47]. Eine Verkleinerung beinhaltet auch die Verkürzung der bestehenden Driftrohre. Dies wird zur Folge haben, dass für ähnlich starke Vergrößerungen mit höheren Spannungen an den Elektroden gearbeitet werden muss. In Zukunft könnte die abbildende Ionenoptik auch für Quantengase verwendet werden, welche auf Atomchips gespeichert sind [For07]. Hierbei lässt sich direkt Platz sparen, indem der Chip selbst als Extraktionselektrode verwendet wird. Positive und negative Extraktionselektroden können somit problemlos einen geringeren Abstand zueinander haben.

Eine mögliche Anpassung des Ionenmikroskops für neue Herausforderungen liefert die Verwendung eines *light sheets* zur Photoionisation senkrecht zur ionenoptischen Achse. Ein solcher Aufbau verkleinert das Ionisationsvolumen entlang der optischen Achse und reduziert den unerwünschten Einfluss der Schärfentiefe auf die entlang der optischen Achse aufsummierten Ionensignale. Mit einem räumlich verschiebbaren

light sheet wäre es auch möglich eine 3-dimensionale Tomografie eines Quantengases aufzunehmen, indem einzeln abgebildete Schichten zusammengefügt werden. Ähnlich, wie es bereits mit Fluoreszenzabbildung von Atomwolken im freien Fall durchgeführt wurde [Bue09]. Eine Reduktion des Ionisationsvolumens wäre auch über den Einsatz von Feldionisation an einer dünnen Kohlenstoffnanoröhre oder Wolframspitze anstelle der Photoionisation denkbar [Gru09]. Dies ließe sich direkt für Experimente mit kalten Atomen in einer Magnetfalle oder an Bose-Einstein-Kondensaten anwenden. Das Photoionisationsschema müsste hierfür angepasst werden.

Das Ionenmikroskop liefert über seine Einzelatomempfindlichkeit eine neue Möglichkeit räumliche und zeitliche Korrelationen mit hoher Auflösung in Echtzeit zu beobachten. Bei dem Einsatz des Mikroskops an einem Bose-Einstein-Kondensat kann es somit Beobachtungen jenseits der Gross-Pitaevskii-Theorie ermöglichen. Teilchenfluktuationen sollten in Echtzeit detektierbar sein. Insbesondere eignet das Mikroskop sich bei der bestehenden Auflösungsgrenze bereits für Messungen von Rydbergblockade Abständen oder Rydbergkristallen [Gal94; Sch12]. Um die Auswirkung des inhomogenen elektrischen Feldes auf den *Stark Shift* der Atome zu berücksichtigen kann mit Elektroden im gepulsten Betrieb gearbeitet werden. Streufelder können über den Einsatz von weiteren Elektroden kompensiert werden.

Insgesamt wurde in dieser Arbeit eine Abbildungsmethode für Quantengase vorgestellt, welche prinzipiell neben einer räumlichen Auflösung unterhalb des lichtoptischen Beugungslimits eine hohe zeitliche Auflösung liefert. Die nahezu zerstörungsfreie Abbildung von kalten Atomen erfolgt mit Einzelatomempfindlichkeit in Echtzeit. Dies liefert die Möglichkeit unterschiedliche Fragestellungen mit den neuen Eigenschaften dieses Systems zu untersuchen.

Literatur

- [Ali99] I. Ali, R. Dörner, O. Jagutzki, S. Nüttgens, V. Mergel, L. Spielberger, Kh. Khayyat, T. Vogt, H. Bräuning, K. Ullmann, R. Moshhammer, J. Ullrich, S. Hagmann, K.-O. Groeneveld, C.L. Cocke und H. Schmidt-Böcking. “Multi-hit detector system for complete momentum balance in spectroscopy in molecular fragmentation processes”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 149.4 (1999), S. 490–500.
- [And95] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell. “Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor”. In: *Science* 269:198 (1995).
- [And96] M. R. Andrews, M.-O. Mewes, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle. “Direct, Nondestructive Observation of a Bose Condensate”. In: *Science* 273.5271 (1996), S. 84–87.
- [Aok13] T. Aoki, Y. Yamanaka, M. Takeuchi, Y. Torii und Y. Sakemi. “Photoionization loss in simultaneous magneto-optical trapping of Rb and Sr”. In: *Phys. Rev. A* 87 (2013), S. 063426.
- [Aym84] M. Aymar, O. Robaux und S. Wane. “Central-field calculations of photoionisation cross sections of excited states of Rb and Sr+ and analysis of photoionisation cross sections of excited alkali atoms using quantum defect theory”. In: *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 17,993 (1984).
- [Bak09] W.S. Bakr, J. I. Gillen, A. Peng, S. Fölling und M. Greiner. “A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice”. In: *Nature* 462,74 (2009).
- [Ber04] L. Bergmann, C. Schäfer und H. Niedrig. *Optik, Wellen- und Teilchenoptik*. Gruyter, 2004.
- [Bij15] R.M.W. van Bijnen, C. Ravensbergen, D.J. Bakker, G.J. Dijk, S.J.J.M.F. Kokkelmans und E.J.D. Vredenburg. “Patterned Rydberg excitation and ionization with a spatial light modulator”. In: *New Journal of Physics* 17.2 (2015), S. 023045.
- [Bro23] L. De Broglie. “Waves and quanta”. In: *Nature* 112,540 (1923).
- [Bue09] R. Buecker, A. Perrin, S. Manz, T. Betz, Ch. Koller, T. Plisson, J. Rottmann, T. Schumm und J. Schmiedmayer. “Single-particle-sensitive imaging of freely propagating ultracold atoms”. In: *New Journal of Physics* 11.10 (2009), S. 103039.
- [Bus26] H. Busch. “Berechnung der Bahn von Kathodenstrahlen im axialsymmetrischen elektromagnetischen Felde”. In: *Ann. Phys.* 386 (1926), S. 974–993.
- [Chu85] S. Chu, L. Hollberg, J.E. Bjorkholm, A. Cable und A. Ashkin. “Three Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure”. In: *Phys. Rev. Lett.* 55,48 (1985).
- [Cla07] B. J. Claessens, M. P. Reijnders, G. Taban, O. J. Luiten und E. J. D. Vredenburg. “Cold electron and ion beams generated from trapped atoms”. In: *Phys. Plasmas* 14 (2007).

- [Dah00] D.A. Dahl. “SIMION for the personal computer in reflection”. In: *International Journal of Mass Spectrometry* 200 (2000), S. 3–25.
- [Dav95] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle. “Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms”. In: *Phys. Rev. Let.* 75:3969 (1995).
- [Dem95] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy*. Springer New York, 1995.
- [Dru84] I. W. Drummond. “The ion optics of low-energy ion beams”. In: *Vacuum* 34 (1984), S. 51–61.
- [Fed16] P. Federsel. “Arbeitstitel: Quantensensorik mit kalten Atomen”. Dissertation. Eberhard Karls Universität Tübingen, 2016.
- [Fli04] K. Fliegel. “Modeling and Measurement of Image Sensor Characteristics”. In: *Radioengineering* 13 (2004).
- [For07] J. Fortágh und C. Zimmermann. “Magnetic microtraps for ultracold atoms”. In: *Rev. Mod. Phys.* 79 (2007), S. 235–289.
- [Fri96] P. G. Friedman, R.A. Cuza, J. R. Fleischman, C. Martin, D. Schiminovich und D. J. Doyle. “Multilayer anode with crossed serpentine delay lines for high spatial resolution readout of microchannel plate detectors”. In: *Rev. Sci. Instrum.* 67 (1996).
- [Gae09] A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, Tatjana Wilk, Amodsen Chotia, Matthieu Viteau, Daniel Comparat, Pierre Pillet, Antoine Browaeys und Philippe Grangier. “Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime”. In: *Nature Physics* 5 (2009), S. 115–118.
- [Gal94] T. F. Gallagher. *Rydberg Atoms*. Cambridge University Press, 1994.
- [Ger08] T. Gericke, P. Würtz, D. Reitz, T. Langen und H. Ott. “High resolution scanning electron microscopy of an ultracold quantum gas”. In: *Nature Physics* 4 (2008), S. 949.
- [Gla52] W. Glaser. *Grundlagen der Elektronenoptik*. Springer, 1952.
- [Gru09] B. Grüner, M. Jag, A. Stibor, G. Visanescu, M. Haffner, D. Kern, A. Günther und J. Fortágh. “Integrated atom detector based on field ionization near carbon nanotubes”. In: *Physical Review A* 80, 063422 (2009).
- [Han06] J. L. Hanssen, J. J. McClelland, E. A. Dakin und M. Jacka. “Laser-cooled atoms as a focused ion-beam source”. In: *Phys. Rev. A* 74 (2006), S. 063416.
- [Han08] J. L. Hanssen, S.B. Hill, J. Orloff und J.J. McClelland. “Magneto-Optical-Trap-Based, High Brightness Ion Source for Use as a Nanoscale Probe”. In: *Nano Letters* 8.9 (2008), S. 2844–2850.
- [HaS] HaSaPro. In: *available online* (). URL: <http://www.hasapro.de/>.
- [Hec01] E. Hecht. *Optik*. Oldenbourg, 2001.
- [Jag02] O. Jagutzki, V. Mergel, K. Ullmann-Pfleger, L. Spielberger, U. Spillmann, R. Dörner und H. Schmidt-Böcking. “A broad-application microchannel-plate detector system for advanced particle or photon detection tasks: large area imaging, precise multi-hit timing information and high detection rate”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 477 (2002), S. 244–249.
- [Jah12] B. Jähne. *Digitale Bildverarbeitung*. Springer, 2012.

- [Ket99] W. Ketterle, D. Durfree und D. Stamper-Kurn. “Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates”. In: *Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi, herausgegeben von M. Inguscio, S. Stringari, C.E. Wieman* (1999), S. 67–176.
- [Kle53] O. Klemperer. *Electron Optics*. Cambridge University Press, 1953.
- [Kog66] H. Kogelnik und T. Li. “Laser Beams and Resonators”. In: *Appl. Opt.* 5.10 (1966), S. 1550–1567.
- [Kra07] S. Kraft, A. Günther, J. Fortagh und C. Zimmermann. “Spatially resolved photoionization of ultracold atoms on an atom chip”. In: *Physical Review A* 75, 063605 (2007).
- [Li08] T.C. Li, H. Kelkar, D. Medellin und M.G. Raizen. “Real-time control of the periodicity of a standing wave: an optical accordion”. In: *Opt. Express* 16, 5465-70 (2008).
- [Man14] T. Manthey, T.M. Weber, T. Niederprüm, P. Langer, V. Guarrera, G. Barontini und H. Ott. “Scanning electron microscopy of Rydberg-excited Bose-Einstein condensates”. In: *New Journal of Physics* 16.8 (2014), S. 083034.
- [McQ13] P. McQuillen, X. Zhang, T. Strickler, F. B. Dunning und T. C. Killian. “Imaging the evolution of an ultracold strontium Rydberg gas”. In: *Phys. Rev. A* 87 (2013), S. 013407.
- [Mes08] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Vieweg+Teubner Verlag, 2008.
- [Pre15] P.M. Preiss, R. Ma, M.E. Tai, J. Simon und M. Greiner. “Quantum gas microscopy with spin, atom-number, and multilayer readout”. In: *Phys. Rev. A* 91 (2015), S. 041602.
- [Raa87] E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D.E. Pritchard. “Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure”. In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987), S. 2631–2634.
- [Rei09] M.P. Reijnders, P.A. van Kruisbergen, G. Taban, S.B. van der Geer, P.H.A. Mutsaers, E.J.D. Vredenburg und O.J. Luiten. “Low-Energy-Spread Ion Bunches from a Trapped Atomic Gas”. In: *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009), S. 034802.
- [Ric95] L. Ricci, M. Weidenmüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König und T.W. Hänsch. “Compact Grating-Stabilized Diode Laser System for Atomic Physics”. In: *Opt. Comm.* 117, 541 (1995).
- [Roe] RoentDek. “MCP Delay Line Detector Manual (Version 11.0.1403.1)”. In: *Roent Dek Handels GmbH* ().
- [Saf10] M. Saffman, T. G. Walker und K. Mølmer. “Quantum information with Rydberg atoms”. In: *Rev. Mod. Phys.* 82 (2010), S. 2313–2363.
- [Sch05] M. Schellekens, R. Hoppeler, A. Perrin, J. Viana Gomes, D. Boiron, A. Aspect und C. I. Westbrook. “Hanbury Brown Twiss Effect for Ultracold Quantum Gases”. In: *Science* 310.5748 (2005), S. 648–651.
- [Sch11] A. Schwarzkopf, R.E. Sapito und G. Raithel. “Imaging Spatial Correlations of Rydberg Excitations in Cold Atom Clouds”. In: *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011), S. 10300.
- [Sch12] P. Schauß, M. Cheneau, M. Endres, T. Fukuhara, S. Hild, A. Omran, T. Pohl, C. Groß, S. Kuhr und I. Bloch. “Observation of spatially ordered structures in a two-dimensional Rydberg gas”. In: *Nature* 491 (2012).
- [Sch36] O. Scherzer. “Über einige Fehler von Elektronenlinsen”. In: *Zeitschrift für Physik* 101.9-10 (1936), S. 593.

- [Sch47] O. Scherzer. “Sphärische und chromatische Korrektur von Elektronen-Linsen”. In: *Optik* 2 (1947), S. 114.
- [Sci06] Inc. Scientific Instruments Services. “SIMION Version 8.0 user manual”. In: (2006).
- [Sei03] S. Seidelin, O. Sirjean, J. Viana Gomes, D. Boiron, C.I. Westbrook und A. Aspect. “Using ion production to monitor the birth and death of a metastable helium Bose-Einstein condensate”. In: *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics* 5.2 (2003), S. 112.
- [Sha07] M. H. Shah, H. A. Camp, M. L. Trachy, G. Veshapidze, M. A. Gearba und B. D. DePaola. “Model-independent measurement of the excited fraction in a magneto-optical trap”. In: *Phys. Rev. A* 75 (2007), S. 053418.
- [Sha49] C.E. Shannon. “Communication in the presence of noise”. In: *Proceedings of the IRE* 37 (1949), S. 10–21.
- [She10] J.F. Sherson, C. Weitenberg, M. Endres, M. Chenau, I. Bloch und S. Kuhr. “Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic Mott insulator”. In: *Nature* 467 (2010), S. 68.
- [Sis05] O. Sise, M. Ulu und M. Dogan. “Multi-element cylindrical electrostatic lens systems for focusing and controlling charged particles”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 554 (2005), S. 114–131.
- [Sis07] O. Sise, M. Ulu und M. Dogan. “Aberration coefficients of multi-element cylindrical electrostatic lens systems for charged particle beam applications”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 573 (2007), S. 329–339.
- [Sis08] O. Sise, D.J. Manura und M. Dogan. “Exploring focal and aberration properties of electrostatic lenses through computer simulation”. In: *European Journal of Physics* 29 (2008), S. 1165–1176.
- [Sob88] S. E. Sobottka und M. B. Williams. “Delay line readout of microchannel plates”. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 35 (1988), S. 348–351.
- [Ste09] D.A. Steck. “Rubidium 87 D Line Data”. In: *available online* (2009).
- [Sti10] A. Stibor, H. Bender, S. Kühnhold, J. Fortágh, C. Zimmermann und A. Günther. “Single-atom detection on a chip: from realization to application”. In: *New Journal of Physics* 12 (2010), S. 0650342.
- [Sto93] W. Stöbel. *Fourieroptik*. Springer-Verlag, 1993.
- [Szi86] M. Szilagy. “Electrostatic lenses with very small spherical aberration”. In: *Applied Physics Letters* 49 (1986), S. 767.
- [Tho] Thorlabs. In: *available online* (). URL: <https://www.thorlabs.de/>.
- [Urb09] E. Urban, T. A. Johnson, T. Henage, L. Isenhower, D.D. Yavuz, T.G. Walker und M. Saffman. “Observation of Rydberg blockade between two atoms”. In: *Nature Physics* 5 (2009), S. 110–114.
- [Wei10] P. Weiss. “Hochauflösende Abbildung ultrakalter Quantengase und Berechnung einer Magnetfalle für Erbium-Atome”. Diplomarbeit. Eberhard Karls Universität Tübingen, 2010.
- [Wik] Wikipedia. “1951 USAF resolution test chart”. In: ().