

**Mikrosäule
mit
„Variable Axis Lens“
für
große Scanfelder und Pixelanzahl**

Dissertation

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

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Helmut Weigand M.Sc.
aus Bad Neustadt an der Saale

Tübingen
2013

**Mikrosäule
mit
„Variable Axis Lens“
für
große Scanfelder und Pixelanzahl**

Dissertation

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

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Helmut Weigand M.Sc.
aus Bad Neustadt an der Saale

Tübingen
2013

Tag der mündlichen Qualifikation:

20.01.2014

Dekan:

Prof. Dr. Wolfgang Rosenstiel

1. Berichterstatter:

Prof. Dr. Dieter P. Kern

2. Berichterstatter:

Prof. Dr. Urs Staufer

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	7
2	Komponenten einer Mikrosäule	11
2.1	Elektronenquelle	11
2.2	Linsen	13
2.3	Ablenker	15
2.4	Detektoren	16
3	Elektronenoptik für Mikrosäulen	17
3.1	Die allgemeine Bahngleichung	17
3.2	Elektrostatisches Fokussierpotential	19
3.3	Elektrostatisches Ablenkpotal	20
3.4	Bahngleichung erster Ordnung	21
3.5	Bahngleichung höherer Ordnung	23
3.6	Chromatische Aberrationen	24
3.7	Raumladungs- und Börsch Effekte	25
3.8	Beugung	26
3.9	Berechnung des Strahldurchmessers	26
3.10	Korrektur von Aberrationen	27
3.10.1	Korrektur der sphärischen und chromatischen Aberration	27
3.10.2	Dynamische Korrektur	28
3.10.3	Variable Axis Lens	28
4	Design und Optimierung	33
4.1	Design	33
4.2	Berechnung und Simulation	35
4.3	Optimierung	36
4.4	Optimierte Systeme	37

5	Herstellung	45
5.1	Der DRIE Ätzprozess	45
5.2	Abstandsscheibchen	48
5.3	Achtpole	51
5.4	Aperturen	52
5.5	Ablenkereinheit	52
5.6	Montage	54
6	Testaufbau	57
6.1	Das XL30 REM als Elektronenquelle	58
6.2	Positionierung der Mikrosäule	61
6.3	Bestimmung des Strahldurchmessers	62
6.4	Steuerungselektronik für die VAL Mikrosäule	66
6.5	Die Steuerungssoftware	69
7	Tests	73
7.1	Testablauf	73
7.2	Die Mikrosäule im VAL Betrieb	76
7.3	Die Mikrosäule im Einzellinsenbetrieb	83
8	Analyse und Schlussfolgerung	89
9	Zusammenfassung	93
A	Herstellungsparameter	97
A.1	Herstellungsparameter der Ablenkereinheiten	97
A.1.1	Herstellungsparameter der Pyrex Abstandsscheibchen	97
A.1.2	Herstellungsparameter der Aperturen	98
A.1.3	Herstellungsparameter der Achtpole	98
A.2	Herstellungsparameter der VAL	99
A.2.1	Herstellungsparameter der Pyrex Abstandsscheibchen	99
A.2.2	Herstellungsparameter der Aperturen	100
A.2.3	Herstellungsparameter der Achtpole	101
B	Hochspannungselektronik	103

Nomenklatur

\vec{a}	Beschleunigung
a	Variable
ADC	Analog zu Digital Converter
\vec{B}	Magnetische Flussdichte
B	Richtstrahlwert (brightness)
BOX	buried oxide, Oxidschicht in einem SOI Wafer
CVD	Chemical Vapour Deposition (chemische Gasphasenabscheidung)
d	Distanz, Abstand zweier Elektroden
d_{A1}	Durchmesser des astigmatischen Aberrationsscheibchens
DAC	Digital zu Analog Converter
d_C	Durchmesser des chromatischen Aberrationsscheibchens zweiter Ordnung
d_{C1}	Durchmesser des achsialen Komasscheibchens
d_{C31}	Durchmesser des chromatischen Aberrationsscheibchens dritter Ordnung
d_{C32}	Durchmesser des transversalen, chromatischen Aberrationsscheibchens dritter Ordnung
d_{Cd}	Durchmesser des transversalen, chromatischen Aberrationsscheibchens zweiter Ordnung
d_d	Durchmesser des Beugungsscheibchen
d_{D1}	Durchmesser des Aberrationsscheibchens der Verzeichnung
d_{FC}	Durchmesser des Aberrationsscheibchens der Bildfeldwölbung
DRIE	Deep Reaktive Ion Etching (reaktives Ionenätzen)
d_S	Durchmesser des sphärischen Aberrationsscheibchens
d_{vs}	Durchmesser der virtuellen Elektronenquelle
\vec{E}	elektrisches Feld

E	kinetische Energie
e	Elektronenladung
\vec{F}	Kraft
FC	Faraday Cup zur Elektronenstrahlstrommessung
FFT	Fast Fourier Transformation
F_i	komplexe Ablenkfeldfunktion
FIFO	First In First Out Speicherpuffer
h	Plancksches Wirkungsquantum
I	Strahlstrom
i	imaginäre Einheit
M	Vergrößerung
m	Natürliche ungerade Zahl
m_e	Elektronenmasse
MEMS	Micro Electro Mechanic System
MOL	Moving Objective Lens
MSM	Metal Semiconductor Metal
n	Natürliche Zahl
\vec{r}	Bahntrajektorie
r	Radius (laterale Entfernung zur optischen Achse)
REM	Rasterelektronenmikroskop
RPS	Root Power Sum
s	Wegelement oder Fundamentalbahn
SOI	Silicon On Insulator
t	Fundamentalbahn oder Zeit
u	x-Koordinate
\vec{v}	Elektronengeschwindigkeit
v	Elektronengeschwindigkeit (Betrag) oder y-Koordinate
VAL	Variable Achsen Linse
VAL _{1F}	Variable Axis Lens mit einem Achtpol auf Fokussierspannung
VAL _{3F}	Variable Axis Lens mit drei Achtpolen auf Fokussierspannung
w, \bar{w}	komplexe Lateralkoordinaten

x	Position auf der x-Achse
y	Position auf der y-Achse
z	Position auf der z-Achse (optische Achse)
α	halber Strahlöffnungswinkel in der Bildebene (Targetebene)
ε	elektrische Permittivität (Dielektrizitätskonstante)
λ	Wellenlänge des Elektrons
\emptyset	elektrisches Potential
Φ	elektrisches Potential auf der Achse
φ	Azimutwinkel
\emptyset_A	astigmatisches, elektrisches Potential
\emptyset_D	elektrisches Ablenkpotential
\emptyset_F	elektrisches Fokussierpotential
\emptyset_{Fd}	dynamisches Fokussierpotential
\emptyset_{Fs}	elektrisches Potential auf einer verschobenen Achse
\emptyset_Q	dynamisches Fokussierpotential vierter Ordnung
ρ	Ladungsdichte

Kapitel 1

Motivation

1897 gelang Joseph John Thomson der experimentelle Nachweis des theoretisch bereits vorhergesagten Elektrons. Kurz darauf entdeckte er, dass sich frei bewegende Elektronen durch Magnetfelder ablenken lassen. Dieses Phänomen wurde von Hans Busch weiter untersucht und 1926 auch theoretisch beschrieben. Er gilt als der Begründer der Elektronenoptik, da seine Arbeit die Berechnung von Linsen zur Führung und Fokussierung von Elektronenstrahlen ermöglichte. Dies führte 1931 zum Bau des ersten Elektronenmikroskopes durch Ernst Ruska und Max Knoll. Etwa zeitgleich baute auch Reinhold Rüdenberg ein Elektronenmikroskop mit elektrostatischen Linsen. Seitdem haben Geräte und Maschinen mit elektronen- bzw. ionenoptischen Komponenten gewaltige technologische Fortschritte gemacht und die Entwicklung der Menschheit mitgeprägt. Sei es in ihrem Einsatz in alltäglichen Gegenständen, wie z.B. Fernsehgeräten in denen geführte Elektronenstrahlen lange Zeit die Bilder erzeugten mit denen wir uns informieren oder unterhalten lassen. Sei es bei der Erzeugung von Röntgenstrahlung in Röntengeräten ohne die die Medizin wie wir sie heute kennen nicht möglich wäre oder bei gigantischen Forschungseinrichtungen, wie dem CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), bei dem die geladenen Materieteilchen durch riesige Elektromagnete auf ihren Bahnen gehalten und zu den Detektoren geführt werden aus deren Signale wir Erkenntnisse über den Aufbau des Universums gewinnen. Diese Aufzählung ließe sich lange fortführen und mit den Geräten abschließen, mit denen es 1931 begann.

Elektronen- und Ionenmikroskope in verschiedensten Ausführungen bieten heutzutage Auflösungen bis in den atomaren Bereich und eröffnen uns Einblicke in den Nanokosmos jenseits der Sichtgrenzen des optischen Mikroskops. Doch erlauben sie uns nicht nur die Sicht auf die Nanowelt, sondern befähigen uns auch diese zu gestalten. Die Entwicklung der Halbleitertechnik, deren Strukturen beständig immer kleiner werden, wäre ohne Elektronenmi-

kroskope und insbesondere elektronenoptische Lithographiemaschinen nicht möglich gewesen. Die winzigen Strukturen werden in einen lichtempfindlichen Photolack, mit dem die Siliziumwafer beschichtet sind, belichtet. Man könnte auch sagen fotografiert. Die zu belichtende Struktur, das Motiv, befindet sich auf einer Photomaske die durchleuchtet und durch eine Optik verkleinert auf den Wafer abgeleuchtet wird. Die Photomaske ist eine verchromte Glasplatte, in deren Chromschicht die Strukturen eingätzt wurden, so dass sie an den betreffenden Stellen das Licht passieren lässt. Sie werden ihrerseits ebenfalls in einem Lithographieprozess hergestellt. Dabei wird auf der verchromten Glasplatte ein dünner Photolack aufgebracht, in den die benötigten Strukturen gewöhnlich mit einem Elektronenstrahl geschrieben werden. Der Lack an den beschriebenen Stellen wird dann mit einer speziellen Entwicklerflüssigkeit aufgelöst, während die unbeschriebenen Stellen erhalten bleiben. Diese Lackstruktur lässt sich nun durch Ätzen des Chroms in die Chromschicht übertragen. So hat nahezu jede elektronische Mikroschaltung ihren Ursprung in einem elektronenoptisch definiert geführten Elektronenstrahl. Manchmal kommen auch Ionenstrahlen zur Mikro- und Nanostrukturierung zum Einsatz. Es können zwar auch Laserstrahlen dazu eingesetzt werden, jedoch nur bis zu Strukturgrößen von mindestens einigen hundert Nanometern, während mit Elektronen- und Ionenstrahlen Strukturen im Nanometerbereich erzeugt werden können.

Ein großer Vorteil von Strahlen geladener Teilchen ist ihre definierte Ablenkbarkeit durch magnetische oder elektrische Felder. Sie können somit auf ganz bestimmte Positionen eines Substrates gelenkt werden oder bestimmte Bahnen mit festgelegten Geschwindigkeiten auf dem Substrat abfahren und dabei ein vorhandenes Material wie z.B. Photolack durch ihren Energieeintrag chemisch verändern. Beim Einsatz von Licht zum Belichten von Photolack liegt die kleinste übertragbare Struktur, auch Critical Dimension (CD) genannt, bei der Auflösungsgrenze des optischen Systems. Sie ergibt sich nach $CD = k \frac{\lambda}{NA}$ aus der Wellenlänge λ des verwendeten Lichtes, der Numerischen Apertur NA des Lithographiesystems und einem Faktor k , der vom Abbildungs- und Photolacksystem abhängt. Da der k Faktor und die Numerische Apertur durch physikalische Gesetze begrenzt sind auf minimal 0,25 respektive maximal 1 (bei Immersionssystemen auch mehr) können kleinere Strukturen nur durch den Einsatz von Licht mit kleinerer Wellenlänge erreicht werden. Dieser Weg ist jedoch begrenzt, da sehr kurzwelliges Licht von Materie absorbiert wird, somit keine refraktive Optiken dafür gebaut werden können. Elektronenstrahlen haben dieses Problem nicht. Ihre Wellenlänge nimmt mit zunehmender Bewegungsenergie ab. Selbst für niederenergetische Elektronenstrahlen von 1 keV liegt die Wellenlänge noch bei 39 pm und damit unter der Größenordnung eines Atoms. Die Auflösung eines Elektronenmikroskops bzw. die minimale Strukturbreite eines Elektronenstrahlschreibers ist vielmehr durch den Querschnitt des Elektronenstrahls

auf dem Substrat begrenzt und liegt gewöhnlich im Nanometerbereich. Es ist also naheliegend sehr kleine Strukturen durch direktes Schreiben per Elektronenstrahl zu erzeugen. Der Nachteil des Elektronenstrahlschreibens ist jedoch, dass es ein serielles Verfahren ist, bei dem der Strahl den Photolack Punkt für Punkt mit der benötigten Dosis belichten muss bis das gesamte Muster entsteht. Bei einer optischen Belichtung hingegen wird eine Struktur komplett abgelichtet. Die Belichtung eines kompletten Wafers in der industriellen Fertigung benötigt ungefähr eine halbe Minute. Wollte man das Gleiche per Elektronenstrahl direkt schreiben wären dazu viele Stunden nötig.

Ein Weg die Schreibzeit zu verkürzen wäre die Elektronenoptik zu verkleinern und viele davon in einem Raster nebeneinander zu betreiben. Chang und Kollegen schlugen dies Ende der 1980er Jahre vor und veröffentlichten das Prinzip des selektiven Skalierens [1, 2]. Er nannte diese verkleinerten Elektronenstrahlmaschinen „Microcolumns“ (Mikrosäulen) in Anlehnung an die Säulenform der optischen Aufbauten von Elektronenmikroskopen. Beim Verkleinern der optischen Komponenten verkleinern sich auch die durch sie verursachten Aberrationen. Diese Abbildungsfehler bestimmen letztlich die Größe des Elektronenstrahls in der Arbeitsebene auf dem Objekt und sind vergleichbar mit den Abbildungsfehlern der Lichtoptik. Beim selektiven Skalieren werden die Parameter der Säule je nach Effekt auf die Aberrationen oder aufgrund von Einschränkungen unter realen Betriebsbedingungen wie z.B. elektrische Feldstärken unterschiedlich stark verkleinert. Es wurden Mikrosäulen realisiert, mit Gesamtlängen von einigen Millimetern, die bei 1 keV Elektronenenergie Strahldurchmesser von 10 nm erzielten. Ein Nachteil der Mikrosäulen ist jedoch, dass das nutzbare Rasterfeld ebenfalls verkleinert wird und meist nicht viel mehr als $100 \mu\text{m}$ Kantenlänge hat [3]. Der Grund hierfür sind die zusätzlichen Aberrationen, die entstehen wenn der Elektronenstrahl von der optischen Achse der Säule abgelenkt wird. Sie vergrößern den Strahldurchmesser mit zunehmender Ablenkung immer weiter.

Die Minimierung der ablenkabhängigen Aberrationen war ein Bestreben in der Evolution der Optik geladener Teilchen. 1971 präsentierten H. Ohiwa, E. Goto und A. Ono [4] einen Weg wie die ablenkabhängigen Aberrationen erster Ordnung kompensiert werden können durch die Überlagerung des fokussierenden Linsenfeldes mit einem Ablenkkfeld welches quasi die optische Achse der Linse verschiebt auf die Position des abgelenkten Strahles. Dieses Konzept wurde weiterentwickelt und 1996 von Thomson aufgegriffen der es in einer theoretischen Arbeit [5, 6] als Variable Axis Lens (VAL) auf Mikrosäulen übertrug. Er untersuchte verschiedene Betriebsmoden für diese VAL Mikrosäule mit dem Ergebnis das die Rasterfelder je nach Arbeitsabstand und Modus mehr als verdoppelt werden können gegenüber einer Mikrosäule mit herkömmlicher Einzellinse. An diesem Punkt möchte die vorliegende Arbeit anknüpfen und eine Mikrosäule mit Variable Axis Lens realisieren sowie den dadurch erzielten Performancegewinn untersuchen. Ziel ist es zwei

gegensätzliche Eigenschaften zu vereinen. Nämlich eine miniaturisierte Elektronenoptik zu bauen, die sehr große Scanfelder mit möglichst großer Pixelanzahl abrastern kann.

Diese Dissertation ist so aufgebaut, dass die einzelnen Kapitel unabhängig voneinander gelesen werden können. Sollten Kenntnisse aus anderen Kapiteln zum Verständnis nötig sein werden diese in entsprechenden Querverweisen angegeben. Zunächst werden die einzelnen Komponenten vorgestellt, aus denen sich Mikrosäulen aufbauen und ihre Funktion erklärt. Dem folgt ein Kapitel über die Elektronenoptik speziell für Mikrosäulen, in dem auch die verschiedenen Aberrationen und Möglichkeiten ihrer Minimierung bzw. Korrektur aufgezeigt werden. Diese Erkenntnisse werden benötigt beim Kapitel über das Design der VAL Mikrosäule und ihrer Optimierung hinsichtlich kleinem Strahldurchmesser bei abgelenktem Strahl. Dort werden auch die optimierten Systeme vorgestellt und ihre theoretisch erwartete Performance. Kapitel fünf behandelt die Methoden zur Herstellung der verschiedenen miniaturisierten Komponenten und ihre Montage zur Mikrosäule. Der Aufbau des Testsystems sowie der Steuer- und Messgeräte, die zum Betrieb der VAL Mikrosäule und zur Messung ihrer Strahldurchmesser nötig sind wird anschließend beschrieben. Die Resultate der Tests der Mikrosäule im VAL Betriebsmodus und zum Vergleich als Einzellinse betrieben finden sich im Kapitel sieben und werden im drauf folgenden Kapitel analysiert und bewertet.

Kapitel 2

Komponenten einer Mikrosäule

Hier sollen zunächst die Hauptkomponenten einer Mikrosäule, die Elektronenquelle, Linse(n), Ablenker und Detektor kurz vorgestellt werden. Zum Betrieb einer Mikrosäule sind aber noch weitere Apparaturen wie z.B. Vakuumkammer mit adäquaten Pumpen [7, 8] oder die Steuerungselektronik nötig. Auf den letzten Punkt wird in Kapitel 6.4 noch näher eingegangen.

2.1 Elektronenquelle

Um Elektronen in einen Strahl formieren zu können bedarf es natürlich zunächst einer Quelle die diese zur Verfügung stellt. Damit Elektronen aus einem Material austreten können, müssen sie die Austrittsenergie aufbringen um das Oberflächenpotential zu überwinden. Nach der Art und Weise, wie dies erreicht wird kann man zwischen drei Typen von Elektronenquellen unterscheiden, den thermischen Emittor, den Feldemittor und den Shottky Emittor.

Beim thermischen Emittor erhalten die Elektronen die Austrittsenergie indem ein sogenanntes Filament, welches die Kathode darstellt, erhitzt wird, z.B. indem ein Strom durchfließt. Dieses Filament kann beispielsweise eine Wolframhaarnadel oder Lanthan-Hexaboride-Nadel (LaB6) sein. Durch die hohe Temperatur entsteht um das Filament herum eine Raumladungswolke aus Elektronen, da diese nun aufgrund ihrer höheren Energie das Material verlassen können. Positioniert man dem Filament gegenüber eine Elektrode mit positiverem Potential, so werden diese Elektronen in Richtung der Elektrode beschleunigt und können durch ein Loch in der Elektrode als Elektronenstrahl entweichen. Derartige Quellen sind recht robust und stabil im Betrieb und können einen relativ hohen Emissionsstrom liefern. Sie haben aber einen relativ kleinen Richtstrahlwert (Strahlstrom pro Raumwinkel und emittierender Fläche) und eine hohe Energiebreite (Energieverteilung der Elektronen). Wie im Kapitel 3.6 auf Seite 24 noch gezeigt wird, hat die Energiebreite bei niedrigen Elektronenenergien einen großen Einfluss auf die erreichbare Auflösung. Deshalb, und wegen der hohen thermischen Belastung der umliegenden Kompo-

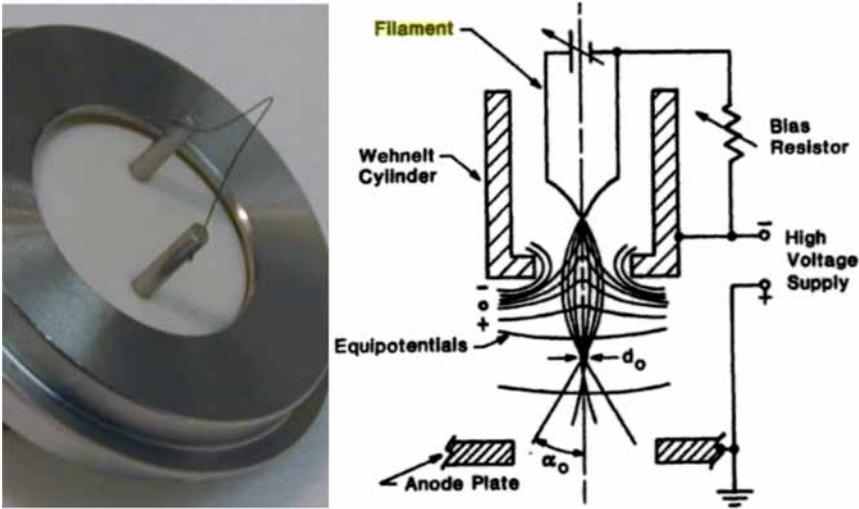


Abbildung 2.1.1: Links ist eine kommerzielle Wolframhaarnadel (Filament) abgebildet, wie sie z.B. bei Rasterelektronenmikroskopen eingesetzt wird. Auf der rechten Seite ist der Aufbau des thermischen Emitters skizziert. Das Filament (Kathode) befindet sich auf einem negativen elektrischen Potential gegenüber der Anode. Es wird durch den Heizstrom erhitzt um Elektronen freizusetzen, welche dann entlang der Feldlinien zur Anode hin beschleunigt werden. Über das Bias-Potential des dazwischenliegenden Wehnelt Zylinders lässt sich der Strahlstrom regulieren. Skizze aus „Principles of analytical electron microscopy“ [9].

nenen bzw. des nötigen Bauraumes, werden thermische Emittoren bei Mikrosäulen nicht eingesetzt.

Beim Feldemitter nutzt man die Feldüberhöhung an sehr spitzen Stellen um das Oberflächenpotential durch das Anlegen eines sehr starken elektrischen Feldes zu senken, bis die Elektronen den Potentialwall durchtunneln und ins Vakuum treten können. Dabei werden sehr hohe Richtstrahlwerte und niedrige Energiebreiten erreicht. Außerdem entsteht keine thermische Belastung im System, da die Spitze nicht erhitzt wird. Feldemitter lassen sich zudem sehr klein gestalten, was sie für den Einsatz in Mikrosäulen prädestiniert. Sie haben allerdings den Nachteil, dass sie nicht sehr emissionsstabil sind, d.h. die Strahlstromstärke fluktuiert.

Shottky Emittoren sind eine Mischung aus den vorgenannten beiden Typen. Hier wird die Kathodenspitze zusätzlich geheizt um die nötige Feldstärke zur Extraktion der Elektronen zu reduzieren. Verglichen mit der reinen Feldemission erreicht man dadurch ein sehr stabiles Emissionsverhalten während der Richtstrahlwert etwas reduziert und die Energiebreite etwas größer ist. Shottky Emittoren werden bei Elektronenmikroskopen und auch bei Mikrosäulen sehr häufig eingesetzt.

Allen Emittoren ist gemein, dass sie auf die optische Achse der Elektronenoptik

ausgerichtet werden müssen. Im Falle von Mikrosäulen bedeutet dies aufgrund der geringen Dimensionen Positioniergenauigkeiten im Submikrometerbereich. Dies erfordert entsprechend aufwendige Positioniervorrichtungen und -verfahren. Es wäre sehr vorteilhaft, wenn man die Elektronenquellen für Mikrosäulen genauso wie auch die optischen Komponenten der Mikrosäulen mit selbstausrichtenden MEMS-Herstellungsverfahren fertigen könnte. Diese Produktion wäre sehr kostengünstig und die aufwendigen Ausrichtungsprozedere würden entfallen. Ein vielversprechender Kandidat für solche Elektronenquellen sind Kohlenstoffnanoröhrchen, die in einem CVD-Prozess (Chemical Vapour Deposition, chemische Gasphasenabscheidung) aus lithographisch strukturierten Katalysatoren „wachsen“. Die Position des Katalysators und damit auch der Nanoröhre kann in einem MEMS-Prozess innerhalb einer Quelleinheit bestehend aus verschiedenen Lochelektroden, die als Extraktor, Anode und/oder optische Quelllinse fungieren können, präzise kontrolliert werden. Eine solche Quellkomponente kann mit weiteren Strukturen oder Mechanismen zur einfachen und präzisen Ausrichtung und Montage gegenüber der restlichen Mikrosäule versehen werden. Erste Schritte in diese Richtung wurden von Rony Löffler und Johannes Binder durchgeführt [10, 11, 12].

2.2 Linsen

Bei Elektronenoptiken werden bevorzugt Magnetlinsen eingesetzt, da diese gegenüber elektrostatischen Linsen meist bessere Abbildungseigenschaften haben. Für Mikrosäulen bräuchte man jedoch winzige Magnetlinsen, die kaum herstellbar sind. Manchmal werden Permanentmagnete [13, 14, 15] eingesetzt, die aber natürlich den Nachteil haben, nicht regulierbar zu sein. Daher kommen für Mikrosäulen eigentlich nur elektrostatische Linsen in Frage. Diese lassen sich planar mit lithographischen Methoden strukturieren und in dotiertem Silizium tiefenätzen [16, 17].

Die einfachste elektrostatische Linse ist die Immersionslinse, die aus zwei Lochblenden besteht, zwischen denen es zu einer Änderung des elektrischen Potentials kommt. Das Wort „Immersion“ (lat. *immersus* = eingetaucht) ist aus der Lichtoptik bekannt. Dort wird damit der Fall beschrieben, in dem das betrachtete Objekt in einem Material, für gewöhnlich Immersionsöl, eingebettet ist, welches einen höheren Brechungsindex als Luft besitzt. Es bedeutet also, dass der Brechungsindex im Raum vor dem optischen Element (Objektraum) ein anderer ist, als im Raum danach (Bildraum). Dieser Umstand trifft auch auf die beiden Lochblenden einer elektrostatischen Immersionslinse zu, bei denen das elektrische Potential, dessen Quadratwurzelbetrag in seiner Wirkung auf geladene Teilchen der Wirkung des Brechungsindex von Materie auf elektromagnetische Wellen gleichgesetzt werden kann (siehe auch Kapitel 3.2 auf Seite 19), vor und nach den Blenden verschieden sind. In Bild 2.2.1 auf der nächsten Seite sind die Äquipotentialflächen in einer elektrostatischen Immersionslinse dargestellt. Man erkennt wie es an den Öffnungen der Lochblenden zu einem Potentialdurchgriff in den jeweils anderen Potentialraum kommt. Dadurch bekommen die Äquipotentialflächen eine Form, die an die Form von Konvexlinsen erinnern. Betrachtet man nun ein Elektron, das die Immersionslinse zu einem positiveren Potential hin durchquert, so wird es beim Passieren der ersten Hälfte (Region A) der Linse entgegen der Richtung

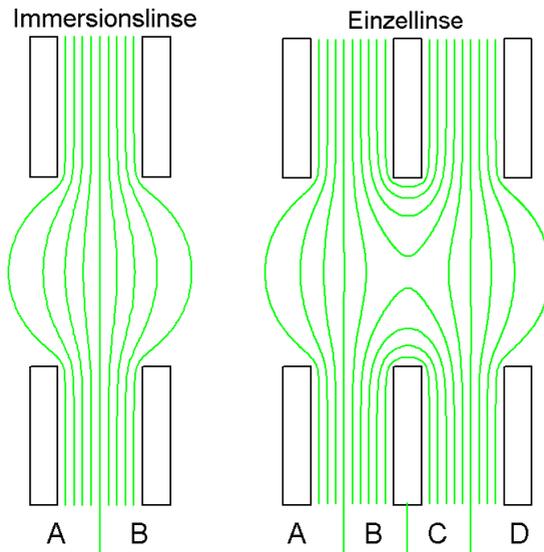


Abbildung 2.2.1: Äquipotentialflächen (grün) einer Immersionslinse (links) und einer Einzellinse (rechts) im Schnitt betrachtet. Die Kraft, welche die Elektronen in den Linsen erfahren, ist senkrecht zu den Äquipotentialflächen entlang der Feldlinien gerichtet. In den Bereichen A, B, C, D werden die Elektronen, je nach Potentialbelegung (Betriebsmodus) der Elektroden, in Richtung Achse oder von ihr weg beschleunigt. Effektiv wirken beide Linsen, unabhängig vom Betriebsmodus, fokussierend (siehe Text).

der elektrischen Feldlinien, welche senkrecht zu den Potentiallinien verlaufen, beschleunigt. Ist die Elektronenbahn nicht identisch mit der optischen Achse der Linse, so gibt es eine Beschleunigungskomponente durch die das Elektron in Richtung der Achse beschleunigt wird. Beim Durchlaufen der zweiten Hälfte (Region B) der Immersionslinse ändert sich die Feldlinienrichtung in der Weise, dass es zu einer Beschleunigung von der Achse weg kommt. Da jedoch die Geschwindigkeit des Elektrons nun höher ist als am Eingang zur Immersionslinse, ist seine Verweildauer im beschleunigenden Feld und somit auch die Beschleunigung weg von der optischen Achse kleiner. Die Immersionslinse wirkt also in diesem Fall effektiv fokussierend. Betrachtet man den anderen Fall, bei dem das Elektron die Linse zu einem negativeren Potential hin durchläuft, so wird es zunächst von der optischen Achse weg und in der zweiten Hälfte zur optischen Achse hin beschleunigt. Da hier nun die Geschwindigkeit aufgrund der negativen Gesamtbeschleunigung des Elektrons niedriger ist, ist die Verweildauer in der zweiten Hälfte der Linse und somit auch die Beschleunigung zur Achse hin größer. Auch in diesem Falle wirkt die Immersionslinse fokussierend.

Eine weitere Form einer elektrostatischen Linse ist die Einzellinse, die im einfachsten Falle aus drei Lochblenden bestehen kann. Hier befinden sich die beiden

äußeren Lochblenden der Linse, und somit auch der Raum vor und hinter der Einzellinse, auf dem gleichen elektrischen Potential, während die mittlere auf einem anderen Potential liegt. Ist das Potential in der Einzellinse höher, so wird die Linse im beschleunigenden Modus betrieben, da die Elektronen in der Linse eine höhere Geschwindigkeit als außerhalb besitzen. Liegt das Potential in der Linse niedriger als außerhalb, so spricht man vom verzögernden Modus, da die Elektronengeschwindigkeit dann in der Linse niedriger ist. Die Einzellinse kann man in vier Zonen einteilen, in denen die Feldlinien jeweils eine Komponente in Richtung der optischen Achse oder von ihr weg besitzen. Betrachtet man den beschleunigenden Modus, so wird ein Elektron in den Gebieten A und D in Richtung der optischen Achse beschleunigt. Im Raum B und C hingegen wird es von der optischen Achse weg beschleunigt. Da jedoch die Geschwindigkeit des Elektrons in den Gebieten B und C höher ist als in A und D, ist die Gesamtbeschleunigung dort geringer als am Anfang und Ende der Linse. Die Einzellinse wirkt hier also effektiv fokussierend. Wird die Einzellinse im verzögernden Modus betrieben, so werden die Elektronen im Raum A und D von der Achse weg beschleunigt und in den Gebieten B und C um die Mittelelektrode herum auf die Achse hin. Auch in diesem Fall ist die Nettobeschleunigung zur Achse hin größer, da in den Gebieten B und C aufgrund der niedrigeren Geschwindigkeit der Elektronen die Verweildauer größer ist als in den Regionen A und D. Die Einzellinse wirkt also ebenfalls immer fokussierend.

In der Teilchenoptik ist es nicht möglich mit radialsymmetrischen und zeitlich konstanten Feldern eine zerstreuernde Wirkung zu erhalten, was natürlich das optische Design stark beeinträchtigt [18]. Teilchenoptische Zerstreulinsen können durch Multipolanordnungen erzielt werden [19, 20]. Dies ist aber aufgrund der Komplexität bei Mikrosäulen nicht umsetzbar. Weiterhin hat man im Design einer Teilchenoptik einen Freiheitsgrad weniger als bei lichtoptischen Systemen. Bei einer Glaslinse kann ihr Brechungsindex und die Form der brechenden Fläche unabhängig voneinander gestaltet werden. Bei elektrostatischen Linsen sind die Form der brechenden Flächen, die Äquipotentialflächen, und ihre Brechkraft, gegeben durch den jeweiligen Potentialgradienten, über die Elektrodenanordnung und deren Potentiale voneinander abhängig (siehe auch Kapitel 3.2 auf Seite 19).

2.3 Ablenker

Um einen Elektronenstrahl über eine Oberfläche zu bewegen, benötigt man eine Einrichtung, welche ein variables Dipolfeld senkrecht zur Elektronenstrahlrichtung erzeugt und dadurch den Elektronenstrahl seitlich ablenkt. Auch bei den Ablenkern gibt es magnetische und elektrostatische Varianten. Genauso wie magnetische Linsen verursachen auch die magnetischen Ablenker kleinere Aberrationen als die elektrostatischen Versionen, sind jedoch ebenfalls bauraumbedingt bei Mikrosäulen schlecht umsetzbar [21, 22, 23]. Zudem sind elektrostatische Ablenker hysteresefrei und erlauben höhere Ablenkfrequenzen als magnetische Ablenker, die durch selbstinduzierte Wirbelstromeffekte geschwindigkeitslimitiert sind. Der einfachste elektrostatische Ablenker besteht aus zwei gegenüberliegenden Platten, parallel zur optischen Achse orientiert, zwischen denen durch Anlegen eines jeweils betragsgleichen positiven und negativen Potentials ein elektrisches Feld erzeugt wird. Je nach

Stärke des Feldes werden die Elektronen in Richtung der Platten abgelenkt. Um den Elektronenstrahl in jede beliebige Richtung ablenken zu können sind zwei derartige Doppelplatten senkrecht zueinander anzuordnen. Man spricht dann von einem Vierpol. Allerdings ergibt sich bei der Überlagerung dieser beiden elektrischen Felder kein vollkommen harmonisches Dipolfeld, welches betragsmäßig kosinusförmig um die Ablenkrichtung abnimmt. Um dieses Ideal zu erreichen wäre eine radiale Anordnung von unendlich vielen Platten mit entsprechender Potentialbelegung nötig. Wie in Kapitel 3.3 auf Seite 20 gezeigt wird, lässt sich das Ablenkpotential bezüglich des Azimutwinkels zur Ablenkrichtung als Fourierreihe entwickeln. Das System besitzt eine vierzählige Symmetrie, da die sich gegenüberliegenden Potentiale vom Betrag her gleich sind und sich in Ablenkrichtung zusätzlich im Vorzeichen unterscheiden. Dadurch verschwinden in der Reihenentwicklung die Sinusanteile und die geradzahigen Kosinusanteile. Die übrigen Koeffizienten machen sich beim Vierpol als Aberrationen bemerkbar, wobei die Störung mit steigendem Koeffizientenrang abnimmt. Bei der nächsthöheren Multipolanordnung, dem Achtpol, verschwinden auch die Kosinuskoeffizienten der dritten und fünften Ordnung wenn die Potentialverhältnisse an den verschiedenen Elektroden geschickt gewählt werden. Mit steigender Polzahl verschwinden immer mehr Koeffizienten und die Homogenität des Ablenkfeldes steigt [24, 25, 26]. Anstelle einer der Polzahl angepassten Potentialbelegung kann die Feldhomogenität im Ablenker auch durch unterschiedliche Polbreiten [26] oder Polabstände von der optischen Achse erzielt werden [27]. Die Ablenkrichtung lässt sich bei einem Multipolablenker beliebig drehen und durch eine Überlagerung zweier Ablenkfelder in x - und y -Richtung beschreiben. Desweiteren können auch Felder höherer Polarität erzeugt werden um z.B. Linsenaberrationen zu korrigieren. So lässt sich beispielsweise mit einem Achtpolablenker auch ein Quadrupolfeld passender Stärke und Orientierung erzeugen um Astigmatismus zu korrigieren.

2.4 Detektoren

Möchte man eine Mikrosäule zur Bildgebung einsetzen um z.B. eine Oberfläche zu betrachten, muss die Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dieser Oberfläche detektiert werden. Die beim Abrastern der Oberfläche auftretenden Sekundär- und/oder rückgestreuten Elektronen werden vom Detektor registriert und gegebenenfalls vervielfacht, um ein elektrisches Signal zu erhalten. Jedem Rasterpunkt (Pixel) wird ein solcher Signalwert zugeordnet, woraus sich dann ein Bild ergibt. Prinzipiell kommen dafür natürlich alle aus der Elektronenmikroskopie bekannten Detektoren in Frage [28]. Will man jedoch dem Miniaturkonzept der Mikrosäulen treu bleiben, ergeben sich bauraumbedingt große Einschränkungen. Für gewöhnlich wird man bestrebt sein einen Detektor unmittelbar am Ende der Mikrosäule unterzubringen. Dabei darf er nicht die optische Konfiguration der Mikrosäule stören und muss hinreichend klein sein. Dafür in Frage kommende Detektorvarianten sind Halbleiterdetektoren verschiedenster Bauweise, MSM-Detektoren (Metal-Semiconductor-Metal-Detektor)[29, 30, 31] oder Rau-Detektoren [32, 33]. Ein System das ebenfalls relativ kompakt realisiert werden kann und bei Mikrosäulen bereits verwendet wurde sind Mikrokanalplatten [34, 35].

Kapitel 3

Theorie der Elektronenoptik für Mikrosäulen

In diesem Kapitel werden die Wege zur Berechnung der abbildenden Eigenschaften einer Elektronenoptik kurz skizziert. Die hier vorgestellten Gleichungen sowie noch eingehendere Behandlungen der Optik geladener Teilchen finden sich bei Thomson [5], Lenz [36], Monroe und Chu [37, 38], sowie in der einschlägigen Fachliteratur wie z.B. bei Glaser [39], Grivet [40] oder bei Hawkes und Kasper [41].

Elektronen können durch die elektromagnetische Wechselwirkung, welche durch die Maxwellgleichungen und die Lorentzkraft

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} (m\vec{v}) = -e\vec{E} - e\vec{v} \times \vec{B}$$

beschrieben wird, beschleunigt und somit in ihrer Bewegung beeinflusst werden. Die Kraft \vec{F} welche die Elektronenmasse m beschleunigt, ergibt sich aus dem Produkt der Ladung e des Elektrons und des elektrischen Feldes \vec{E} sowie des Kreuzproduktes aus Elektronengeschwindigkeit \vec{v} und elektrischer Flussdichte \vec{B} mal der Ladung. Aus dieser Formel lässt sich die allgemeine Bahngleichung und letztlich die Bewegung der Elektronen herleiten. Im Falle von Mikrosäulen können aufgrund ihrer kleinen Bauform für die theoretische Beschreibung zwei Vereinfachungen eingeführt werden. Zum Einen kommen bei Mikrosäulen im allgemeinen keine magnetischen Felder zum Einsatz und zum Anderen müssen keine relativistischen Effekte berücksichtigt werden, da realisierbare Elektronenstrahlenergien bei Mikrosäulen gewöhnlich unterhalb von 10 keV liegen.

3.1 Die allgemeine Bahngleichung

Die Lorentzkraft kann für Mikrosäulen auf den rein elektrostatischen und nichtrelativistischen Fall vereinfacht werden.

$$\vec{F} = m\vec{a} = -e\vec{E} \tag{3.1.1}$$

Zeitunabhängige elektrische Felder lassen sich als negativer Gradient $\vec{\nabla}$ eines elektrischen Potentials \mathcal{O} darstellen.

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\mathcal{O} \quad (3.1.2)$$

Dabei sei die Konstante des Potentials so gewählt, dass die Gesamtenergie null wird. Dies bedeutet, dass die Elektronen emittierende Kathode in den Rechnungen auf Potential null gelegt wird, während Teile, die in der Realität für gewöhnlich auf Masse liegen in den Rechnungen auf hohem Potential liegen. Mit der Beschleunigung $\vec{a} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}$ als zweiter Ableitung der Elektronenbahn \vec{r} nach der Zeit t und (3.1.2) erhält man aus (3.1.1)

$$m \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = e\vec{\nabla}\mathcal{O} \quad (3.1.3)$$

Durch einige Umformungen lässt sich die Zeitabhängigkeit der Bewegungsgleichung, welche in der Regel nicht von Interesse ist, eliminieren. Mit dem Wegelement $ds = |d\vec{r}|$ ergibt sich die Geschwindigkeit eines Elektrons zu $v = \frac{ds}{dt}$. Somit folgt $\frac{d}{dt} = v \frac{d}{ds}$ und $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = v \frac{d\vec{r}}{ds}$ und Gleichung (3.1.3) lässt sich schreiben als

$$mv \frac{d^2\vec{r}}{ds^2} = \frac{e}{v} \vec{\nabla}\mathcal{O} \quad (3.1.4)$$

Aus der kinetischen Energie des Elektrons $E = \frac{1}{2}mv^2 = e\mathcal{O}$ erhält man

$$mv = \sqrt{2em\mathcal{O}} \quad \text{und} \quad v = \sqrt{\frac{2e\mathcal{O}}{m}} \quad \text{und somit für (3.1.4)}$$

$$\frac{d}{ds} \left(\sqrt{\mathcal{O}} \frac{d\vec{r}}{ds} \right) = \frac{1}{2\sqrt{\mathcal{O}}} \vec{\nabla}\mathcal{O} \quad (3.1.5)$$

Durch das Beschreiben des Wegelements $ds = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$ durch

$ds = dz\sqrt{1 + x'^2 + y'^2}$ hat man nun die Zeitabhängigkeit von Gleichung (3.1.3) überführt in eine Abhängigkeit von den Raumkoordinaten der Elektronen und deren Ableitungen nach z , die mit angehängtem Strich gekennzeichnet sind. Für den späteren Verlauf der Rechnungen ist die Verwendung komplexer Koordinaten vorteilhaft. Diese sollen an dieser Stelle mit

$$\begin{aligned} w &= x + iy & (3.1.6) \\ \bar{w} &= x - iy \\ w' &= x' + iy' \\ \bar{w}' &= x' - iy' \end{aligned}$$

eingeführt werden. Für das Wegelement ergibt sich somit $ds = dz\sqrt{1 + w'\bar{w}'}$ und für die partiellen Ableitungen von $\vec{\nabla}$ bekommt man $\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} = 2\frac{\partial}{\partial \bar{w}}$. Setzt man diese Umformungen in (3.1.5) ein, so erhält man die allgemeine Form der Bahngleichung:

$$\frac{d}{dz} \left(\sqrt{\frac{\mathcal{O}}{1 + w'\bar{w}'}} w' \right) = 2\sqrt{1 + w'\bar{w}'} \frac{\partial}{\partial \bar{w}} \sqrt{\mathcal{O}} \quad (3.1.7)$$

3.2 Elektrostatistisches Fokussierpotential

Das Potential in einer rotationssymmetrischen elektrostatischen Linse lässt sich als eine Reihenentwicklung um die optische z Achse beschreiben als

$$\mathcal{O}(r, z) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n(z) r^n \quad (3.2.1)$$

Wobei r die radiale Entfernung zur optischen Achse, n eine natürliche Zahl und a_n zu bestimmende Koeffizienten sind. Nach der ersten Maxwell-Gleichung, bzw. Poisson-Gleichung $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon}$ gibt die Divergenz des Elektrischen Feldes das Verhältnis der Ladungsträgerdichte ρ zur elektrischen Permittivität ε an. Da, unter Vernachlässigung der Raumladungen des Elektronenstrahls, innerhalb der Linse die Ladungsträgerdichte null ist, folgt:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \mathcal{O} = -\Delta \mathcal{O} = 0 \quad (3.2.2)$$

Diese Beziehung wird auch als La Place Gesetz bezeichnet. In Zylinderkoordinaten hat sie die Form

$$\Delta \mathcal{O}(r, \varphi, z) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathcal{O}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathcal{O}}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \mathcal{O}}{\partial z^2} \quad (3.2.3)$$

Im hier betrachteten Fall einer rotationssymmetrischen Linse ist das Potential unabhängig vom Azimutwinkel φ . Daraus ergibt sich, dass die Reihenentwicklung des Potentials der Gleichung

$$\frac{\partial^2 \mathcal{O}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathcal{O}}{\partial r} + \frac{\partial^2 \mathcal{O}}{\partial z^2} = 0 \quad (3.2.4)$$

genügen muss. Dies ist nur der Fall wenn für die Koeffizienten a_n der Reihenentwicklung (3.2.1) die Beziehung

$$n^2 a_n(z) + a''_{n-2}(z) = 0$$

erfüllt ist. In der Entwicklung beschreibt die nullte Ordnung a_0 das Potential Φ auf der z Achse. Für a_{-1} ist null anzusetzen. Mit diesen Anfangsbedingungen

$$a_0(z) = \mathcal{O}(0, z) = \Phi$$

sowie

$$a_{-1}(z) = 0$$

folgt für die Koeffizienten

$$a_{2n}(z) = (-1)^n \left(\frac{1}{2^{2n} n!^2} \frac{d^{2n} \Phi}{dz^{2n}} \right)$$

und

$$a_{2n+1}(z) = 0$$

Damit lässt sich das elektrische Potential als eine vom Achsenpotential und dessen Ableitungen abhängige Größe beschreiben.

$$\mathcal{O}(r, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!^2} \left(\frac{r}{2}\right)^{2n} \left(\frac{d}{dz}\right)^{2n} \Phi = \Phi - \frac{r^2}{4} \Phi'' + \frac{r^4}{64} \Phi'''' - \frac{r^6}{2304} \Phi'''''' + \dots \quad (3.2.5)$$

Durch die Elektrodenanordnung und deren Potentiale werden demnach sowohl die Krümmung der Potentialflächen als auch die ihnen zuzuordnenden Brechungsindizes, welche proportional zur Wurzel des im jeweiligen Punkte herrschenden Potentials sind, im elektrischen Feld festgelegt. Nach dem Einsetzen komplexer Koordinaten nach (3.1.6) erhält man das elektrostatische Linsenpotential zu

$$\mathcal{O}_F(w, \bar{w}, z) = \Phi - \frac{w\bar{w}}{4} \Phi'' + \frac{(w\bar{w})^2}{64} \Phi'''' - \frac{(w\bar{w})^3}{2304} \Phi'''''' + \dots \quad (3.2.6)$$

Es gibt der elektrostatischen Linse seine fokussierende Wirkung auf geladenen Teilchen und wird deshalb im Folgenden als „Fokussierpotential“ bezeichnet.

3.3 Elektrostatisches Ablenkpotential

Das elektrostatische Ablenkpotential kann ebenfalls als eine Reihenentwicklung um die optische z Achse beschrieben werden. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann das Dipolpotential durch eine Kosinusabhängigkeit um die Ablenkrichtung $\varphi = 0$ dargestellt werden. Die Ablenkrichtung kann frei gedreht werden. Aufgrund der Symmetriebedingung eines Dipolfeldes $\mathcal{O}_D(r, \varphi, z) = \mathcal{O}_D(r, -\varphi, z)$ sowie $\mathcal{O}_D(r, \varphi + \pi, z) = -\mathcal{O}_D(r, \varphi, z)$ für das Ablenkpotential um $\varphi = 0$ treten nur ungeradzahlige Kosinus-Vielfache des Azimutwinkel φ auf:

$$\mathcal{O}_D(r, \varphi, z) = \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \mathcal{O}_m(r, z) \cos(m\varphi)$$

In \mathcal{O}_m ist die Entwicklung nach dem Abstand r zur Achse enthalten nach

$$\mathcal{O}_m(r, z) = \sum_{n=0}^{\infty} c_{mn}(z) r^n$$

Diese Entwicklungen müssen wieder die La Place Bedingung (3.2.2) erfüllen und somit der Gleichung

$$\frac{\partial^2 \mathcal{O}_m}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathcal{O}_m}{\partial r} + \frac{\partial^2 \mathcal{O}_m}{\partial z^2} - \frac{m^2 \mathcal{O}_m}{r^2} = 0$$

genügen. Für die einzelnen \mathcal{O}_m ergeben sich dadurch

$$\mathcal{O}_1(r, z) = -f_1(z) r + \frac{1}{8} f_1''(z) r^3 - \frac{1}{192} f_1''''(z) r^5 + \dots$$

$$\mathcal{O}_3(r, z) = -f_3(z) r^3 + \frac{1}{16} f_3''(z) r^5 - \dots$$

$$\mathcal{O}_5(r, z) = -f_5(z)r^5 + \dots$$

und für das Ablenkpotential

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_D(r, \varphi, z) = & \left(-f_1(z)r + \frac{1}{8}f_1''(z)r^3 - \frac{1}{192}f_1''''(z)r^5 \right) \cos(\varphi) \\ & - \left(f_3(z)r^3 - \frac{1}{16}f_3''(z)r^5 \right) \cos(3\varphi) - f_5(z)r^5 \cos(5\varphi) + \dots \end{aligned}$$

Die Gewichtungsfunktionen $f_m(z)$ werden als harmonischen Feldfunktionen bezeichnet.

Besteht das System aus N Ablenkern, die um den Winkel χ zueinander gedreht sind und mit der selben Ablenkspannung (V_x, V_y) angesteuert werden ergibt sich das gesamte Ablenkpotential zu

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_D(r, \varphi, z) = & \sum_{n=1}^N \left\{ -V_x \left[\left(f_{1n}(z)r - \frac{1}{8}f_{1n}''(z)r^3 \right) \cos(\varphi - \chi_n) \right. \right. \\ & \left. \left. + f_{3n}(z)r^3 \cos 3(\varphi - \chi_n) \right] + \dots \right. \\ & \left. - V_y \left[\left(f_{1n}(z)r - \frac{1}{8}f_{1n}''(z)r^3 \right) \cos(\varphi - \chi_n) + f_{3n}(z)r^3 \cos 3(\varphi - \chi_n) + \dots \right] \right\} \end{aligned}$$

Ersetzt man im Ablenkpotential r durch die komplexen Koordinaten nach Gleichung (3.1.6), beschreibt die Ablenkspannungen mit $V = V_x + iV_y$ und

$$\bar{V} = V_x - iV_y \text{ und führt die komplexen Ablenkfeldfunktionen } F_1(z) = \sum_{n=1}^N f_{1n}(z) e^{i\chi_n}$$

und $F_3(z) = \sum_{n=1}^N f_{3n}(z) e^{3i\chi_n}$ ein, so erhält man das elektrostatische Ablenkpotential

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_D(w, \bar{w}, z) = & -\frac{1}{2}VF_1\bar{w} - \frac{1}{2}\bar{V}\bar{F}_1w + \frac{1}{16}VF_1''w\bar{w}^2 + \frac{1}{16}\bar{V}\bar{F}_1''w^2\bar{w} \\ & - \frac{1}{2}V\bar{F}_3w^3 - \frac{1}{2}\bar{V}F_3\bar{w}^3 + \dots \quad (3.3.1) \end{aligned}$$

3.4 Bahngleichung erster Ordnung (Paraxiale Bahngleichung)

Das in die allgemeine Bahngleichung (3.1.7) einzusetzende Potential ergibt sich aus der Superposition des Fokussier- (Gleichung (3.2.6)) und Ablenkpotentials (Gleichung (3.3.1)) zu $\mathcal{O}_{tot}(w, \bar{w}, z) = \mathcal{O}_F(w, \bar{w}, z) + \mathcal{O}_D(w, \bar{w}, z)$

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{tot}(w, \bar{w}, z) = & \Phi - \frac{w\bar{w}}{4}\Phi'' + \frac{(w\bar{w})^2}{64}\Phi'''' - \frac{1}{2}VF_1\bar{w} - \frac{1}{2}\bar{V}\bar{F}_1w \\ & + \frac{1}{16}VF_1''w\bar{w}^2 + \frac{1}{16}\bar{V}\bar{F}_1''w^2\bar{w} - \frac{1}{2}V\bar{F}_3w^3 - \frac{1}{2}\bar{V}F_3\bar{w}^3 + \dots \end{aligned}$$

Nach Durchführung der Differentiationen enthält die Bahngleichung eine Vielzahl von Gliedern, die sich nach dem Grad ihrer Abhängigkeit von ihrer Bahnsteigung w' bzw. des lateralen Abstandes w von der z -Achse ordnen lassen.

Beschränkt man sich in der Behandlung der Bewegungsgleichung auf die Glieder der ersten Ordnung, spricht man auch von der Gaußschen Dioptrik. Aufgrund der Vernachlässigung der höheren Ordnungen ist die paraxiale Bewegungsgleichung

$$w'' + \frac{\Phi'}{2\Phi}w' + \frac{\Phi''}{2\Phi}w = -\frac{VF_1}{2\Phi} \quad (3.4.1)$$

nur gültig für Elektronenstrahlen nahe an der optischen z -Achse mit sehr kleinen Winkeln zur z -Achse. Man beachte, dass diese Gleichung unabhängig von Ladung und Masse der Teilchen ist, und somit für Elektronen und unterschiedliche Ionen die gleichen Trajektorien liefert. Noch wichtiger jedoch bei Mikrosäulen ist der Umstand, dass die Ableitungen Φ' und Φ'' auf das Achspotential Φ normiert sind. Das heißt, die Bahnen sind nicht von der Stärke des Potentials abhängig, sondern von der Form des Fokussierfeldes. Dies erlaubt die Skalierung der Fokussierfeldstärke und somit indirekt auch die Skalierung der Größe der elektrostatischen Linse ohne ihre Fokussierwirkung zu beeinträchtigen.

Die Lösung dieser linearen inhomogenen Differentialgleichung zweiter Ordnung besteht aus den Lösungen des homogenen Anteils, den beiden sogenannten Fundamentalbahnen w_a und w_b , und deren linearen Kombinationen, sowie der speziellen Lösung des inhomogenen Teils, der Fundamentalbahn w_e des elektrostatischen Ablenkens. Die beiden Fundamentalbahnen w_a und w_b , die praktisch die Eigenschaften der Linse ohne Ablenkeraktivität beschreiben, lassen sich über ihre Anfangsbedingungen definieren zu:

$$w_a(z_0) = 0, w'_a(z_0) = 1 \text{ und } w_b(z_0) = 1, w'_b(z_0) = 0$$

Die Wronski Determinante $w_b(z)w'_a(z) - w_a(z)w'_b(z) = 1$ für diesen Ansatz ist ungleich null, was die lineare Unabhängigkeit der Lösungen beweist. Somit ergibt sich die allgemeine homogene Lösung zu

$$w(z) = w_0w_b(z) + w'_0w_a(z) \quad (3.4.2)$$

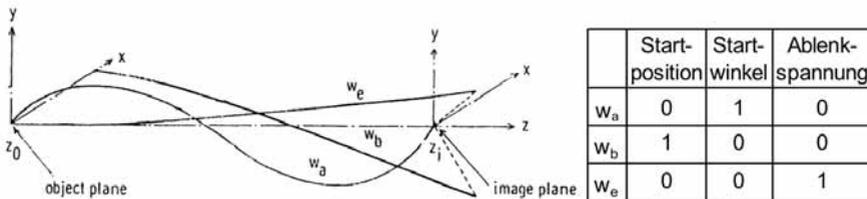


Abbildung 3.4.1: Fundamentalbahnen der fokussierenden Optik w_a und w_b und des elektrostatischen Ablenkens w_e . In der Tabelle sind die komplexen Startparameter in der Objektebene für die Fundamentalbahnen angegeben. Die Skizze stammt aus „Numerical analysis of electron beam lithography systems“ von Chu und Munro [38].

mit den komplexen Anfangsbedingungen $w_0 = x_0 + iy_0$ und $w'_0 = x'_0 + iy'_0$. Hat die Lösung w_a eine Nullstelle (Achsendurchgang) an einem Punkt $z = z_0$ und eine weitere Nullstelle an einem weiteren Punkt $z = z_1$, so ergibt sich für Gleichung (3.4.2) $w(z_1) = w_0 w_b(z_1)$. Diese Beziehung ist unabhängig von w'_0 und bedeutet, dass alle Strahlen, die von z_0 in der Objektebene mit verschiedenen Richtungen w'_0 ausgehen, durch den gleichen Punkt z_1 in der Bildebene gehen. Dadurch kommt die Abbildung des Objektes bei $z = z_1$ zustande. Der Abbildungsmaßstab ergibt sich zu $M = \left| \frac{w(z_1)}{w(z_0)} \right| = |w_b|$.

Die Fundamentalbahn w_e der allgemeinen Lösung

$$w(z) = w_0 w_b(z) + w'_0 w_a + V w_e \quad (3.4.3)$$

findet man, indem man die inhomogene Gleichung (3.4.1) durch Variation der Parameter löst. Es ergibt sich

$$w_e = \frac{1}{2\sqrt{\Phi(z_0)}} \left[-w_a(z) \int_{z_0}^z \frac{F_1(z) \bar{w}_b(z)}{\sqrt{\mathcal{O}(z)}} dz + -w_b(z) \int_{z_0}^z \frac{F_1(z) \bar{w}_a(z)}{\sqrt{\mathcal{O}(z)}} dz \right]$$

wobei $|w_e|$ die Ablenkempfindlichkeit des Deflektors angibt. In Abbildung 3.4.1 sind die Fundamentalbahnen des Systems dargestellt.

3.5 Bahngleichung höherer Ordnung (geometrische Linsen-Aberrationen)

Die Bahngleichungsglieder dritter und höherer Ordnung beschreiben die Abweichungen der Elektronenbahnen vom Idealfall der Gaußschen Dioptrik. Diese laterale Abweichungen der Elektronenbahnen vom idealen Durchstoßpunkt z_1 in der

Aberrationstyp	Koeffizient	Funkt. Abh.
Sphärische Aberration	C_S	$\bar{\alpha}\alpha\alpha$
Vierzähliger Koma Radius	C_{C1}	$\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{w}$
Koma Radius	C_{C2}	$\alpha\alpha\bar{w}$
Koma Länge	C_{C3}	$\bar{\alpha}\alpha w$
Astigmatismus	C_{A1}	$\bar{\alpha}w w$
Vierzähliger Astigmatismus	C_{A2}	$\bar{\alpha}\bar{w}\bar{w}$
Bildfeldwölbung	C_{FC}	$\alpha\bar{w} w$
Verzeichnung	C_{D1}	$\bar{w} w w$
Vierzählige Verzeichnung	C_{D2}	$\bar{w}\bar{w}\bar{w}$

Tabelle 3.5.1: Geometrische Aberrationen dritter Ordnung und ihre funktionalen Abhängigkeiten.

Bildebene, werden als Aberrationen bezeichnet. Ihre genaue Herleitung bedarf längerwieriger und vor allem unübersichtlicher Umformungen der allgemeinen Bahngleichung. Die genaue Vorgehensweise kann aus verschiedenen Literaturquellen [39, 41, 37, 38] entnommen werden. Hier sollen nur die verschiedenen Aberrationen vorgestellt werden. Die Tabellen 3.5.1 und 3.5.2 zeigen die geometrischen Aberrationen dritter und fünfter Ordnung und ihre funktionale Abhängigkeit vom halben Strahlöffnungswinkel α und dem lateralen Abstand von der optischen Achse w in der Bildebene. Mit zunehmendem Winkel und axialem Abstand der Strahlen gewinnen die Bahngleichungsglieder dritter und höherer Ordnung mehr und mehr an Bedeutung. Die Aberrationen führen in der Bildebene entweder zu einer falschen Lage des Abbildungspunktes oder zu einem Aberrationsscheibchen, welches den Abbildungspunkt der Optik zu einem Abbildungsfleck vergrößert.

Aberration	Koef.	Funkt. Abh.	Aberration	Koef.	Funkt. Abh.
Sphärische	K_{S1}	$\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{\alpha}$	Verzeichnung	K_{D1}	$\bar{w}\bar{w}\bar{w}\bar{w}\bar{w}$
Aberrationen	K_{S2}	$\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{\alpha}\alpha\alpha$		K_D	$\bar{w}\bar{w}\bar{w}w$
	K_{S3}	$\bar{\alpha}\alpha\alpha\alpha\alpha$		K_{D2}	$\bar{w}w\bar{w}w$
Koma	K_{C1}	$\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{w}\bar{w}\bar{w}$	Alpha ⁴	K_{41}	$\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{w}$
	K_{RE1}	$\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{w}w$	abhängige	K_{RC}	$\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{w}$
	K_{RE2}	$\alpha\alpha\bar{w}\bar{w}\bar{w}$	Aberrationen	K_{RL}	$\bar{\alpha}\bar{\alpha}\alpha\bar{w}$
	K_{LE}	$\bar{\alpha}\alpha\bar{w}\bar{w}w$		K_{42}	$\bar{\alpha}\alpha\alpha\alpha w$
	K_{C2}	$\bar{\alpha}\alpha w w w$		K_{43}	$\alpha\alpha\alpha\alpha\bar{w}$
	K_{C3}	$\alpha\alpha\bar{w}w w$	Alpha ³	K_{N1}	$\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{w}\bar{w}$
Astigmatismus	K_{A1}	$\bar{\alpha}\bar{w}\bar{w}\bar{w}\bar{w}\bar{w}$	abhängige	K_{N2}	$\bar{\alpha}\alpha\alpha\bar{w}\bar{w}$
& Bildfeld-	K_F	$\bar{\alpha}\bar{w}\bar{w}w w$	Aberrationen	K_{N3}	$\bar{\alpha}\bar{\alpha}\bar{\alpha}w w$
wölbung	K_A	$\alpha\bar{w}\bar{w}\bar{w}\bar{w}$		K_{N4}	$\bar{\alpha}\bar{\alpha}\alpha\bar{w}w$
	K_{A2}	$\bar{\alpha}w w w w$		K_{N5}	$\bar{\alpha}\alpha\alpha w w$
	K_{A3}	$\alpha\bar{w}w w w$		K_{N6}	$\alpha\alpha\alpha\bar{w}w$

Tabelle 3.5.2: Geometrische Aberrationen fünfter Ordnung und ihre funktionalen Abhängigkeiten.

3.6 Chromatische Aberrationen

Die chromatischen Aberrationen ergeben sich aus der Tatsache, dass die Elektronen eines Elektronenstrahles nicht eine diskrete Energie besitzen, sondern in ihrer kinetischen Energie leicht voneinander abweichen. Diese Energieverteilung wird über ihre Halbwertsbreite ΔE beschrieben. Elektronen die eine höhere kinetische

Energie besitzen, haben eine kürzere Verweildauer im fokussierenden Feld und werden somit weniger stark auf die optische Achse hin beschleunigt. Ihr Schnittpunkt mit der Achse, und somit ihr Fokus, ist also weiter entfernt von der Linse als der langsamerer Elektronen. Mathematisch entspricht die Energiebreite einer Störung des elektrischen Potentials Φ um $\Delta\Phi$. Die daraus resultierende Abweichung der Elektronentrajektorie von der ungestörten Trajektorie kann mit Δw bezeichnet werden. Die entsprechenden gestörten Werte lassen sich also beschreiben zu $\hat{\Phi}(z) = \Phi(z) + \Delta\Phi(z)$ und $\hat{w}(z) = w(z) + \Delta w(z)$. Setzt man sie in die differenzierte allgemeine Bahngleichung (3.1.7) ein und führt die numerischen Rechnungen [38, 42] durch, erhält man die Koeffizienten der chromatischen Aberrationen und ihre funktionalen Abhängigkeiten vom halben Strahlöffnungswinkel α , dem lateralen Achsabstand w und dem Verhältnis der Energiebreite zur Elektronenenergie $\Delta E/E$ bzw. $\Delta\Phi/\Phi$ (siehe Tabelle 3.6.1).

Aberrationstyp	Koeffizient	Funkt. Abhängigkeit
Axial	C_C	$\alpha \frac{\Delta E}{E}$
Transversal	C_{Cd}	$w \frac{\Delta E}{E}$
3. Ordnung	C_{C31}	$\alpha \frac{\Delta E}{E} \frac{\Delta E}{E}$
	C_{C32}	$w \frac{\Delta E}{E} \frac{\Delta E}{E}$
4. Ordnung	C_{C41}	$\alpha \frac{\Delta E}{E} \frac{\Delta E}{E} \frac{\Delta E}{E}$
	C_{C42}	$w \frac{\Delta E}{E} \frac{\Delta E}{E} \frac{\Delta E}{E}$
	C_{C43}	$\alpha\alpha\alpha \frac{\Delta E}{E}$
	C_{C44}	$\alpha\bar{\alpha}\bar{\alpha} \frac{\Delta E}{E}$
	C_{C45}	$\alpha\alpha w \frac{\Delta E}{E}$
	C_{C46}	$\bar{\alpha}\bar{\alpha} w \frac{\Delta E}{E}$
	C_{C47}	$\alpha\bar{\alpha}\bar{w} \frac{\Delta E}{E}$
	C_{C48}	$\alpha w w \frac{\Delta E}{E}$
	C_{C49}	$\alpha\bar{w}\bar{w} \frac{\Delta E}{E}$
	C_{C50}	$\bar{\alpha} w \bar{w} \frac{\Delta E}{E}$
	C_{C51}	$w w w \frac{\Delta E}{E}$
	C_{C52}	$w \bar{w} \bar{w} \frac{\Delta E}{E}$

Tabelle 3.6.1: Chromatische Aberrationen und ihre funktionalen Abhängigkeiten.

3.7 Raumladungs- und Börsch Effekte

Die Raumladungen, die durch die Elektronen des Strahles induziert werden, beeinflussen die Feldverteilung innerhalb der Mikrosäule und somit auch deren optische Eigenschaften [43]. Durch die Coulomb Wechselwirkungen kommt noch eine Verbreiterung der Energieverteilung der Elektronen hinzu. Dies ist auch ein Ergebnis des energetischen Börsch Effekts, einhergehend mit einer Verschiebung der Energieverteilung [44, 45]. Der laterale Börsch Effekt bewirkt eine Aufweitung des Elek-

tronenstrahls aufgrund stochastischer Coulomb Wechselwirkungen zwischen den Strahlelektronen [46]. Die Raumladungs- und Börsch Effekte wachsen mit abnehmender Strahlenergie und steigendem Strahlstrom und werden immer bedeutender für die Strahlgröße in der Bildebene. Insofern sind diese Effekte für Mikrosäulen besonders relevant. Sie lassen sich nur minimieren durch niedrige Strahlströme bzw. durch die Vermeidung von Bereichen mit hohen Elektronendichten im optischen Strahlengang wie z.B. Zwischenfokusse (beam crossover). Deshalb, und weil die quantitative Berechnung dieser Effekte sehr aufwendig ist, werden ihre Auswirkungen in der weiteren Betrachtung vernachlässigt. Die hier angegebenen Ergebnisse beziehen sich somit nur auf niedrige Elektronenstrahlströme.

3.8 Beugung

Der Welle-Teilchen-Dualismus führt dazu, dass Elektronen Welleneigenschaften aufweisen. Sie zeigen damit auch Beugungserscheinungen wie man sie von Lichtstrahlen her kennt. Daraus ergibt sich in der Bildebene ein Aberrationsscheibchen, dessen Größe nach $d_d \sim \frac{\lambda}{\alpha}$ proportional zur Elektronenwellenlänge λ ist, welche wiederum nach $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e E}}$ von der Elektronenenergie E abhängig ist. Hier ist h das Plancksche Wirkungsquantum und m_e die Elektronenmasse. Die Beugung ist die einzige Aberration in der Elektronenoptik, die vom halben Strahlöffnungswinkel α umgekehrt proportional abhängig ist und somit einer Minimierung der Aberrationsscheibchen über kleinere Strahlöffnungswinkel entgegenwirkt.

3.9 Berechnung des Strahldurchmessers

Aus den einzelnen Aberrationen lässt sich der erwartete Durchmesser für einen nicht abgelenkten Strahl durch quadratische Summation der einzelnen Aberrationsscheibchen errechnen. Dabei wird angenommen, dass die Aberrationsscheibchen eine gaußförmige Strahlstromverteilung aufweisen. Als Strahldurchmesser bezeichnet man in diesem Fall die Halbwertsbreite der Strahlstromverteilung. Dieser ergibt sich aus der vergrößerten virtuellen Elektronenquelle Md_{vs} , dem Beugungsscheibchen $d_d = 1,22 \frac{\lambda}{\alpha}$, der axialen chromatischen Aberration $d_C = C_C \alpha \frac{\Delta E}{E}$ und der sphärischen Aberration $d_S = \frac{1}{2} C_S \alpha^3$ in der Ebene kleinster Verwirrung zu

$$d_{spot} = \sqrt{(Md_{vs})^2 + d_d^2 + d_C^2 + d_S^2}$$

Es handelt sich hier um die geometrischen Fehler bis einschließlich dritter, bzw. chromatischen Fehler bis einschließlich zweiter Ordnung. Diese reichen im Normalfall zur Berechnung eines nicht abgelenkten Elektronenstrahls aus, da die axialen Fehler höherer Ordnung nur noch vernachlässigbare Beiträge liefern.

Die Rechenweise der quadratische Summation spiegelte die empirischen Messwerte jedoch meist ungenügend wieder, weshalb Barth und Kruit [47] einen „Root Power Sum“ (RPS) Algorithmus entwickelten. Hier wird der Durchmesser definiert als der Strahlteil, der einen gewissen Prozentsatz des Strahlstromes enthält.

Für gewöhnlich wird dazu die 50 % Marke gewählt. In diesem Algorithmus werden die verschiedenen Aberrationen unterschiedlich gewichtet um die Ergebnisse von Ray Tracing Berechnungen und wellenoptischer Simulationen in guter Näherung wiederzugeben. Aus dem Beugungsscheibchen $d_d = 0,54 \frac{\lambda}{\alpha}$ und der sphärischen Aberration $d_S = (\frac{1}{2})C_S \alpha^3$, die in der vierten Potenz addiert werden, ergibt sich der „beugungsbegrenzte“ Durchmesseranteil. Dieser Anteil wird dann mit dem Abbild der virtuellen Elektronenquelle $d_{source} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{I}{BE}} \frac{1}{\alpha}$ (I ist der Strahlstrom, und B der Richtstrahlwert der Elektronenquelle) mit der Potenz 1,3 zum „richtstrahlwertbegrenzten“ Anteil verrechnet, welcher dann quadratisch mit der axialen chromatischen Aberration $d_C = 0,34 C_C \alpha \frac{\Delta E}{E}$ addiert wird. Somit ergibt sich für die Strahlgröße, die den halben Strahlstrom enthält:

$$d_{spot} = \sqrt{\left((d_S^4 + d_d^4)^{\frac{1,3}{4}} + d_{source}^{1,3} \right)^{\frac{2}{1,3}} + d_C^2}$$

Für einen abgelenkten Strahl werden die Aberrationen, welche von der lateralen Strahlposition abhängig sind, quadratisch zum Durchmesser auf Achse hinzuaddiert.

$$d_{defl} = ((d_{spot})^2 + d_{C1}^2 + d_{C2}^2 + d_{C3}^2 + d_{A1}^2 + d_{A2}^2 + d_{FC}^2 + d_{D1}^2 + d_{D2}^2 + d_{Cd}^2 + d_{C31}^2 + d_{C32}^2 + (höhere Ordnungen)^2)^{\frac{1}{2}}$$

Die einzelnen Beiträge ergeben sich aus den entsprechenden Aberrationen mal ihren funktionalen Abhängigkeiten laut Tabelle 3.5.1, 3.5.2 und 3.6.1. Mit zunehmender Strahlablenkung werden die Beiträge der höheren Ordnungen immer größer und müssen entsprechend berücksichtigt werden. Raumladungs- und Börsch Effekte wurden hier nicht berücksichtigt, was nur für kleine Elektronenstrahlströme zulässig ist.

3.10 Korrektur von Aberrationen

Mit dem Verständnis der optischen Gesetze und ihrer Beschränkungen für die erreichbare Auflösung durch die Aberrationen begann auch die Suche nach Möglichkeiten diese Aberrationen zu minimieren oder, noch besser, vollkommen zu korrigieren. Während eine Minimierung von Aberrationen durch eine geschickte Wahl der Parameter des optischen Systems möglich ist, bedarf es für die Korrektur spezieller Maßnahmen, von denen einige hier kurz vorgestellt werden sollen.

3.10.1 Korrektur der sphärischen und chromatischen Aberration

Das Auflösungslimit eines elektronenoptischen Systems ist maßgeblich durch die sphärische und die axiale chromatische Aberration bestimmt. Scherzer [18] zeigte,

dass in rotationssymmetrischen, raumladungsfreien Systemen, welche mit statischen Feldern arbeiten, bei denen die Potentiale und ihre erste Ableitung kontinuierlich sind und welche reale Bilder von realen Objekten erzeugen, diese beiden Aberrationen immer vorhanden sind. Tretner [48] zeigte später, wie groß diese Aberrationen in realistischen Systemen mindestens sind. Eine Korrektur dieser Aberrationen ist folglich nur zu erreichen, wenn man von den vorgenannten Bedingungen abweicht. Viele Ansätze sind hier denkbar und wurden auch verfolgt. Von elektronenoptischen Spiegelsystemen über Elektroden auf der optischen Achse zur Kontrolle der Potentialverteilung bis zu gepulsten Elektronenstrahlen in Kombination mit Linsen mit oszillierendem Potential, um nur einige zu nennen [41]. Die technischen Herausforderungen erwiesen sich jedoch stets als so schwierig, dass eine kommerzielle Anwendung ausgeschlossen war. Eine Ausnahme bildet die Abweichung von der Rotationssymmetrie. Durch geschickte Anordnung und Betrieb von Multipolen ist eine Korrektur der sphärischen Aberration möglich. Systeme bestehend aus Vier-, Sechs und/oder Achtpolen [49], wurden erfolgreich umgesetzt und werden heutzutage auch kommerziell eingesetzt. Auch diese Systeme sind jedoch sehr komplex aufgebaut und haben sehr hohe Anforderungen hinsichtlich Herstellungsgenauigkeiten und der Genauigkeit und Stabilität der für ihren Betrieb notwendigen Elektronik.

3.10.2 Dynamische Korrektur

Bei teilchenoptischen Systemen entstehen die größten Aberrationen beim Ablenken des Strahles von der optischen Achse um beispielsweise ein Substrat abzurastern. Eine Reihe dieser Aberrationen, wie z.B. der Astigmatismus, die Bildfeldwölbung und die Verzeichnung, können dynamisch korrigiert werden.

Beim Astigmatismus ist dies durch das Anlegen eines Quadrupolfeldes möglich, das in Stärke und Richtung so angepasst ist, dass die gerade im System auftretende Aberration kompensiert wird. Bildfeldwölbung und Verzeichnung zeigen sich darin, dass der Teilchenstrahl auf dem Substrat nicht auf den Sollpositionen auftrifft. Dies kann durch eine Anpassung der Ablenkfelder und der Fokussierspannung korrigiert werden. Diese Korrekturen sind von der Strahlablenkung abhängig und müssen beim Abscannen eines Substrats ständig angepasst werden, weshalb man dies als dynamische Korrektur bezeichnet. Koma und transversale chromatische Aberration lassen sich auf diese Weise jedoch nicht korrigieren. Hierfür braucht es zusätzliche Komponenten im optischen System wie z. B. bei der „Variable Axis Lens“.

3.10.3 Variable Axis Lens

Der Variable Axis Lens (VAL) liegt die Idee zugrunde, das Auftreten der ablenkabhängigen Aberrationen zu verhindern, indem man die optische Achse der Linse der Position des abgelenkten Strahles nachführt (siehe 3.10.1). H. Ohiwa, E. Goto und A. Ono präsentierten 1971 in einem Artikel [4] ein System zusammengesetzt aus einem Ablenker vor einer „Moving Objective Lens“ (MOL), welche aus einer magnetischen Linse mit integriertem Ablenker bestand. Durch die Überlagerung

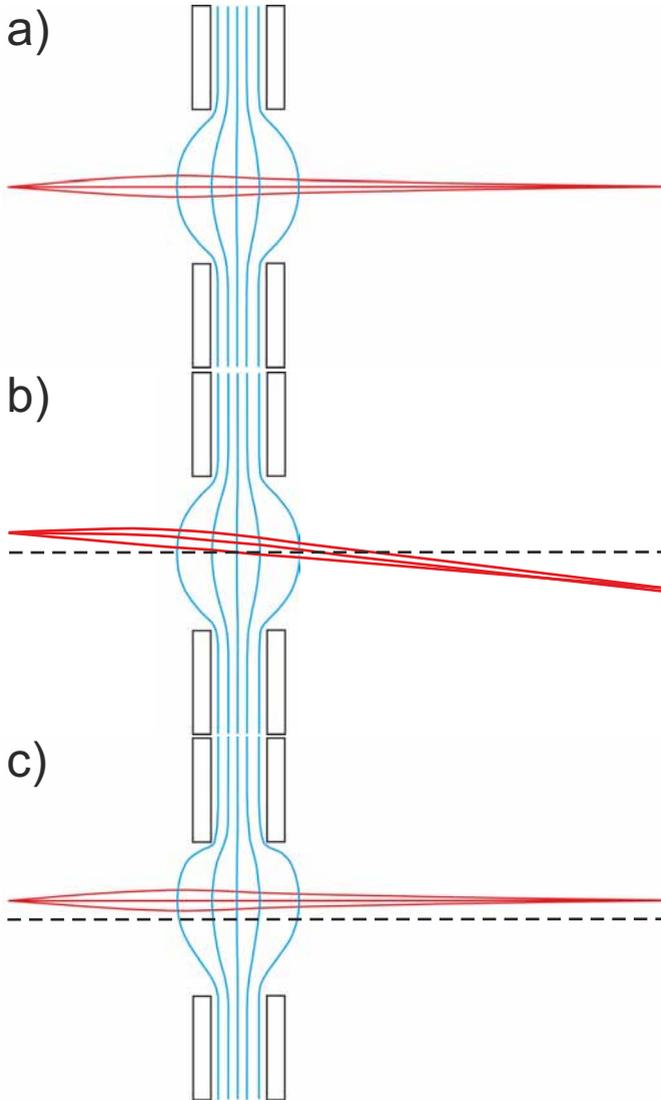


Abbildung 3.10.1: Veranschaulichung des VAL Prinzips: a) Tritt ein Elektronenstrahl auf der optischen Achse durch eine Linse, so werden die paraxialen Elektronentrajektorien im Bildraum punktfokussiert. b) Für einen außeraxialen Strahl sind die axialsymmetrischen Fokusbedingungen nicht ideal, was zur Abbildung eines Punktes in ein Scheibchen führt. c) Bei der VAL wird dem Fokussierfeld der Linse ein Ablenkkfeld in der Weise überlagert, dass ein außeraxialer Strahl die axialen Fokusbedingungen vorfinden. Die optische Achse der Linse wird quasi verschoben.

eines Fokussierfeldes mit einem Ablenkkfeld wurden die transversalen Aberrationen erster Ordnung kompensiert. Der Ansatz wurde weiterentwickelt [50, 51, 52], kam aber in der Praxis kaum zur Anwendung da die technische Umsetzung, insbesondere in magnetischen Systemen, sehr schwer zu realisieren ist.

Pfeiffer und Langner [53] erweiterten dieses Prinzip für Korrekturen bis zur dritten Ordnung indem sie das System aufbauten aus zwei Ablenkern vor einer Linse, in die drei Ablenker integriert waren. Dieser Aufbau wird als Variable Axis Linse bezeichnet und führte zum IBM Projekt PREVAILE (Projection Exposure with Variable Axis Immersion Lenses) [54, 55], welches dann zusammen mit Nikon weiterentwickelt werden sollte aber bis jetzt nicht zu einem kommerziellen Ergebnis geführt hat. Chen, Jones und Ahmed setzten das Prinzip ebenfalls in Form einer experimentellen „Swinging Objective Immersion Lens“ (SOIL) um [56]. Zhao und Khursheed [57] zeigten die Möglichkeiten von VAL-System, bei denen elektrostatische und magnetische Komponenten gemischt werden. 1996 wurde das VAL-Prinzip von Thomson [5] auf ein rein elektrostatisches System zur Anwendung in Mikrosäulen übertragen, worauf hier aufgebaut werden soll.

Das elektrostatische Fokussierpotential

$$\Phi_F(r, z) = \Phi - \frac{r^2}{4}\Phi'' + \frac{r^4}{64}\Phi'''' - \dots$$

(3.2.5) aus Kapitel 3.2 mit $r^2 = x^2 + y^2$ gilt für eine Linse bei der die optische Achse auf $x = y = 0$ liegt. Welche Auswirkung hat eine Verschiebung der optischen Achse auf die Koordinaten $x_0 \neq 0$ und $y_0 \neq 0$ eines abgelenkten Strahls? Mit neuen Koordinaten $u = x - x_0$ und $v = y - y_0$ sowie mit $R^2 = u^2 + v^2$ und $r_0^2 = x_0^2 + y_0^2$ lässt sich diese Verschiebung beschreiben. Führt man noch die Variablen $c_1 = x_0u + y_0v$ und $c_2 = (x_0^2 - y_0^2)(u^2 - v^2) + 4x_0y_0uv$ ein, so ergibt sich für $r^2 = r_0^2 + R^2 + 2c_1$ und für $r^4 = r_0^4 + 4r_0^2R^2 + 4R^4 + 4c_1(r_0^2 + R^2) + 2c_2$. Setzt man dies in (3.2.5) ein erhält man

$$\begin{aligned} \Phi_{Fs}(r, z) = \Phi - \frac{R^2}{4}\Phi'' + \frac{R^4}{64}\Phi'''' - \frac{c_1}{2}\Phi'' - \frac{r_0^2}{4}\Phi'' + \frac{c_1(r_0^2 + R^2)}{16}\Phi'''' \\ + \frac{(r_0^4 + 4r_0^2R^2 + 2c_2)}{64}\Phi'''' - \dots \end{aligned} \quad (3.10.1)$$

Man erkennt, dass das Linsenpotential bei verschobener Achse in den ersten drei Gliedern in den neuen Koordinaten identisch ist mit dem ursprünglichen Linsenpotential in alten Koordinaten und der optischen Achse bei $x = y = 0$. Wenn man die restlichen Glieder eliminieren könnte, hätte man auf der verschobenen Achse die gleichen Bedingungen wie auf der ursprünglichen. Durch das Anlegen eines Ablenkkfeldes

$$\Phi_D(r, z) = -xF_x(z) - yF_y(z) + \frac{x^2 + y^2}{8}(xF_x''(z) + yF_y''(z)) - \dots$$

in der Linse lässt sich der unerwünschte Anteil erster Ordnung kompensieren[41]. Mit $F_x = -\frac{x_0}{2}\Phi''$ und $F_y = -\frac{y_0}{2}\Phi''$ erhält dieses Ablenkkfeld die Form

$$\mathcal{O}_D(r, z) = \frac{r_0^2 + c_1}{2} \Phi'' + \frac{r_0^4 + 2r_0^2 R^2 + 3r_0^2 c_1 + R^2 c_1 + c_2}{16} \Phi'''' + \dots$$

und aus seiner Überlagerung mit (3.10.1) erhält man

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{Fs}(r, z) + \mathcal{O}_D(r, z) = \Phi - \frac{R^2}{4} \Phi'' + \frac{R^4}{64} \Phi'''' + \frac{r_0^2}{4} \Phi'' - \frac{c_1 r_0^2}{8} \Phi'''' \\ - \frac{(3r_0^4 + 4r_0^2 R^2 + 2c_2)}{64} \Phi'''' - \dots \end{aligned}$$

Die restlichen Glieder lassen sich ebenfalls durch dynamische, von r_0 abhängige Felder unterdrücken. Hierzu wird ein Fokussierfeld

$$\mathcal{O}_{Fd}(r, z) = \Phi_d - \frac{r_0^2}{4} \Phi_d'' + \dots$$

benötigt, welches sich ebenfalls mit dem Achspotential Φ über

$$\Phi_d = -\frac{r_0^2}{4} \Phi''$$

beschreiben lässt zu

$$\mathcal{O}_{Fd}(r, z) = -\frac{r_0^2}{4} \Phi'' + \frac{c_1 r_0^2}{8} \Phi'''' + \frac{r_0^4 + r_0^2 R^2}{16} \Phi'''' - \dots$$

Des Weiteren ist ein dynamisches Fokussierfeld vierter Ordnung mit

$$\mathcal{O}_Q = -\frac{r_0^4}{64} \Phi'''' + \dots$$

und eine Astigmatismuskorrektur nach

$$\mathcal{O}_A = \frac{c_2}{32} \Phi'''' - \dots$$

nötig. Überlagert man all diese Felder erhält man mit

$$\mathcal{O}_{Fs} + \mathcal{O}_D + \mathcal{O}_{Fd} + \mathcal{O}_Q + \mathcal{O}_A = \Phi - \frac{R^2}{4} \Phi'' + \frac{R^4}{64} \Phi'''' + \dots$$

eine Linse mit verschobener Achse, in der die gleichen Potentialverteilungen bis zur vierten Ordnung wie in der ursprünglichen Linse herrschen. Analog kann auch die transversale chromatische Aberration durch das VAL Konzept minimiert bzw. korrigiert werden, wenn die Objektivlinse mit einer vorfokussierenden Linse telezentrisch kombiniert wird [58].

Kapitel 4

Design und Optimierung der VAL Mikrosäule

4.1 Design

Der hier gezeigte Designansatz für eine Mikrosäule mit Variable Axis Lens für große Scanfelder und Pixelanzahl basiert auf dem 1996 von M. G. R. Thomson [5] vorgestellten Konzept für Mikrosäulen, welches aus einem Doppelablenker vor einer Variable Axis Lens besteht (siehe 4.1.1). Die VAL besteht aus drei Achtpolen und zwei Schirmelektroden zur Begrenzung der elektrischen Felder. Die drei Achtpole bilden praktisch die drei Elektroden einer herkömmlichen Einzellinse mit denen zusätzlich Dipolfelder zur Strahlablenkung sowie Quadrupolfelder zur Korrektur des Astigmatismus erzeugt werden können. Bei Thomsons VAL besitzt der mittlere Achtpol neben den Ablenssignalen ein zusätzliches Offsetpotential auf allen Achtpolelektroden zur Fokussierung des Elektronenstrahls äquivalent der Mittelelektrode einer Einzellinse. Dieses System wird nachfolgend als VAL_{1F} bezeichnet. Neben dieser Konfiguration wurde hier ein weiteres Konzept (VAL_{3F}) untersucht, bei dem alle drei Achtpole der VAL je auf ein individuelles Offsetpotential gelegt werden können, dem die jeweiligen Ablenssignale überlagert sind. Man kann dies als eine Dreiteilung der Mittelelektrode einer Einzellinse interpretieren. Dadurch erhält man zusätzliche Freiheitsgrade in der Optimierung des optischen Systems. Der Doppelablenker besteht aus zwei Deflektoreinheiten, die jeweils aus einem Achtpol und zwei Schirmelektroden zusammengesetzt sind. Thomson zeigte verschiedene Moden auf, in denen dieser Aufbau betrieben werden kann, je nachdem wie die verschiedenen Ablenker zueinander faktorisiert werden. So sind eine Reihe von telezentrischen und nicht-telezentrischen Betriebsweisen möglich, bei denen der Elektronenstrahl auf jeweils unterschiedlichen Bahnen durch das optische System geführt wird. Wird auf ein senkrechttes Auftreffen des Elektronenstrahls auf die Probe keinen Wert gelegt, sondern nur auf ein möglichst großes Scanfeld bei gleichzeitig möglichst hoher Auflösung, so lässt sich dies mit einer nicht-telezentrischen Strahlführung am besten erreichen. Hier wurde der Ansatz so gewählt, dass der Doppelablenker den Strahl schräg, aber möglichst achsnah durch die VAL führt, während die VAL-Ablenker in ihrer Ablenkstärke so faktorisiert werden, dass die Ab-

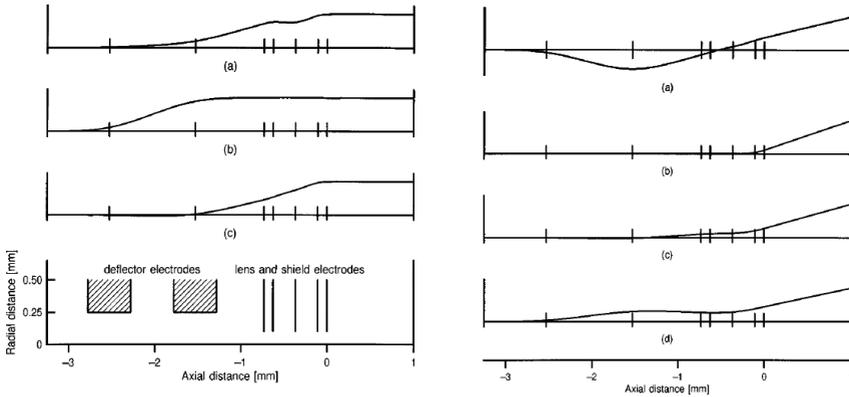


Abbildung 4.1.1: Strahltrajektorien durch die VAL-Mikrosäule nach M. G. R. Thomson bei verschiedenen Betriebsmoden. Links sind Betriebsmoden mit senkrechtem und rechts mit schrägem Strahlaustritt auf der Probe dargestellt. Unten links ist der Säulenaufbau angedeutet. Modus (b) auf der linken Seite entspricht der Moving Objective Lens während bei (c) alle Ablenker für die größtmögliche Ablenkung bei senkrechtem Strahlaustritt geschaltet sind. In (a) auf der rechten Seite läuft der Elektronenstrahl schräg aber achsnah durch die Linse. Dies ermöglicht eine große Strahlablenkung bei gleichzeitig möglicher dynamischer Korrektur von Bildfehlern. Die senkrechte und horizontale Skalierung in den Skizzen ist unterschiedlich. Die Abbildung stammt aus „The electrostatic moving objective lens and optimized deflection systems for microcolumns“ von M. G. R. Thomson [5].

errationen minimal werden. Für ein großes Scanfeld ist ein großer Arbeitsabstand vorteilhaft. Im experimentellen Aufbau konnten maximal 38 mm Arbeitsabstand realisiert werden, weshalb dieser Wert in das Systemdesign aufgenommen wurde. Des Weiteren wird die Linse immer im beschleunigenden Modus betrieben, da dieser kleinere Aberrationen liefert (siehe 2.2 auf Seite 13). Die exakte geometrische Konfiguration dieses Mikrosäulenkonzepts gilt es nun so zu optimieren, dass die Aberrationen und damit der Strahldurchmesser im abgelenkten Zustand minimal werden. Dabei muss für ein realistisches System beachtet werden, dass die elektrischen Feldstärken zwischen den einzelnen Elektroden nicht beliebig groß werden können. Bei der Bauweise von Mikrosäulen kommt erschwerend hinzu, dass die Elektroden gewöhnlich durch dielektrische Abstandsscheiben getrennt sind. Über die Oberfläche dieser Scheiben kommt es ungleich schneller zu einem elektrischen Überschlag zwischen zwei Elektroden auf unterschiedlichem Potential als durch Vakuum hindurch. Bei der Umsetzung einer Mikrosäule mit Einzellinse konnte eine Feldstärke von ca. 8 kV/mm bei einem Elektrodenabstand von $d = 0,5$ mm noch verwirklicht werden [59]. Die erreichbare Feldstärke ist jedoch distanzabhängig. So können für kleinere Elektrodenabstände durchaus höhere Feldstärken erreicht

werden, während es bei größeren Distanzen bereits zu elektrischen Überschlügen kommt. Als Grenzwert für die maximale Potentialdifferenz zwischen zwei Elektroden wurde hier, basierend auf den Erfahrungen aus oben genannter Arbeit, aber ohne nähere empirische oder theoretische Untersuchungen, $190\sqrt{d}\frac{kV}{m}$ festgelegt. Als weitere Vorgabe für den Optimierungsprozess sollte die Grundfläche der Mikrosäule (Ausdehnung senkrecht zur optischen Achse) unter $10 \times 10 \text{ mm}^2$ bleiben. Hierbei muss auch beachtet werden, dass bei den Achtpolen genügend Bondfläche zur mechanischen Anbindung an das Pyrex Trägersubstrat vorhanden ist [siehe Kapitel 5 auf Seite 45], was letztlich deren Innendurchmesser auf maximal 4 mm begrenzt. Für den Doppelablenker vor der Linse sollen die bereits vorhandenen Deflektoreinheiten des Doppelablenkers einer optimierten Mikrosäule mit Einzellinse verwendet werden [59]. Um den Herstellungsprozess zu vereinfachen wäre es von Vorteil, wenn die drei Achtpole der VAL identisch wären. Dies wurde bei der Optimierung des VAL-Konzepts mit den drei Achtpolen auf Fokussierpotential gefordert. Als Elektronenenergie für die Simulation und Optimierung der Mikrosäule wurde 1 keV gewählt. Diese Elektronenenergie wird in der Literatur oft für Mikrosäulen eingesetzt, da sie einen relativ guten Kompromiss zwischen den Vor- und Nachteilen niedrigerer und höherer Strahlenergien darstellt. Er kann mittlerweile als Standard zur Vergleichbarkeit verschiedener Mikrosäulenkonzepte angesehen werden. Als Energiebreite der Strahlelektronen wurde in den Berechnungen, ebenfalls wie oft in der Literatur, 0,5 eV angenommen. Dies ist ein realistischer Wert für Shottky Emitter nach gegenwärtigem Stand der Technik.

4.2 Berechnung und Simulation

Zur Berechnung der Aberrationen der Mikrosäule wurde ein Softwarepaket von MEBS (Munro's Electron Beam Software) genutzt. Dieses Paket besteht aus verschiedenen Einzelprogrammen mit denen die Einzelkomponenten wie Ablenker und Linsen separat modelliert und dann ihre Potentialverteilungen bzw. harmonischen Feldfunktionen bis zur fünften Ordnung berechnet werden. Detaillierte Beschreibungen der Software finden sich in den diesbezüglichen Veröffentlichungen von Munro und Chu [60, 37, 38, 61]. Für die Berechnung der Linse wurde das Programm „soelens“ und für die Ablenker das Programm „soedeff“ benutzt. Beide Programme nutzen die finiten Elemente Methode zweiter Ordnung [31]. Mit dem Programm „aberm5“ werden dann die Einzelelemente mit weiteren Parametern wie z.B. Bild- und Objektebene zu einem Gesamtsystem zusammengesetzt und seine geometrischen und chromatischen Aberrationen bis einschließlich 5. Ordnung berechnet. Mit Hilfe von MEBS ist es auch möglich mittels Raytracing nach der Runge-Kutta Methode [62] die Bahn des Elektronenstrahls durch das Gesamtsystem für eine bestimmte Betriebskonfiguration zu berechnen und darzustellen.

4.3 Optimierung

Um das hier vorgestellte Mikrosäulenkonzept hinsichtlich eines kleinen Strahldurchmessers bei gleichzeitig möglichst großer Strahlableitung zu optimieren, wurde eine Optimierungsroutine in C++ erstellt, welche das MEBS Softwarepaket nutzt. Die Routine basiert auf einem Downhill Simplex von Nelder und Mead [63] und startet mit $n+1$ manuell vorgegebenen Parametersätzen. Dabei ist n die Anzahl zu variierender Parameter wie z.B. Durchmesser, Dicken und Positionen sowie Potentiale von Elektroden. Jeder Parametersatz beschreibt somit eine mögliche Mikrosäulenkonfiguration. Die Optimierungsroutine erzeugt aus jedem Parametersatz die Eingabedateien für die MEBS Programme und führt diese aus. Aus den durch MEBS berechneten Aberrationen wird der erwartete Strahldurchmesser auf Achse nach dem RPS-Algorithmus und, als zu minimierende Größe, der Strahldurchmesser im abgelenkten Zustand nach der quadratischen Summation berechnet wie in Kapitel 3.9 auf Seite 26 beschrieben. Bei der Berechnung dieser Größen wurden nur die Aberrationen bis einschließlich 3. Ordnung herangezogen, die nicht dynamisch korrigierbar sind (siehe 3.10.2 auf Seite 28). Nach Berechnung aller $n+1$ Konfigurationen wählt der Optimierungsalgorithmus die Konfiguration mit

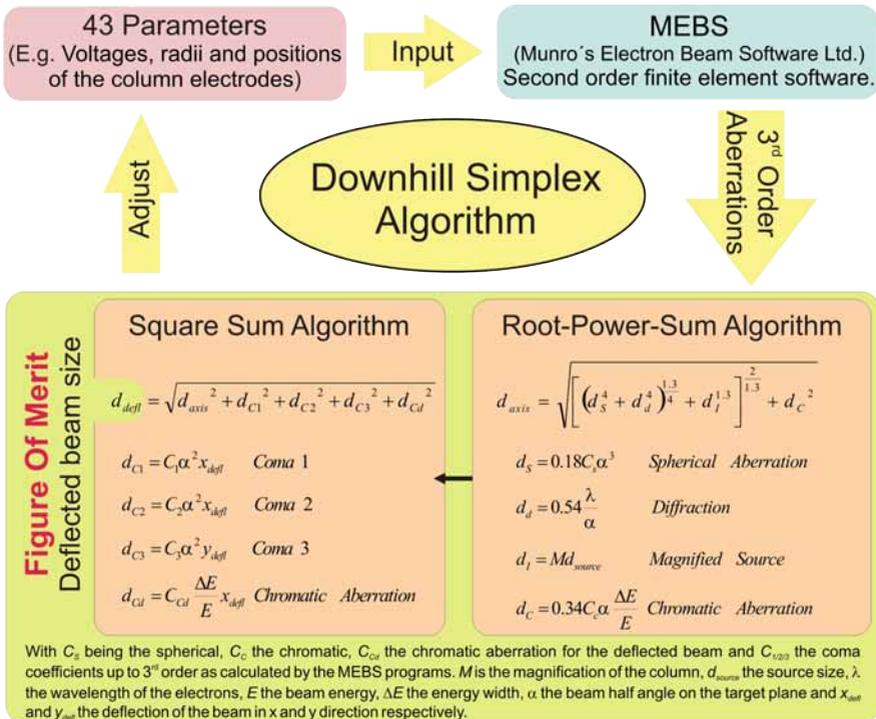


Abbildung 4.3.1: Darstellung des Optimierungsablaufs.

dem größtem Strahldurchmesser, verändert deren Parameter nach dem Simplex-Algorithmus und startet die MEBS Berechnungen neu und ersetzt die alte durch die neu berechnete Konfiguration. Dabei können die Parameterwerte auf einen vordefinierten Bereich eingegrenzt werden um die oben genannten Einschränkungen zu erfüllen. Diese Neuberechnungen werden wiederholt bis der Strahldurchmesser aller $n+1$ Konfigurationen im abgelenkten Zustand in ein Minimum läuft. Dieses Minimum muss jedoch nicht unbedingt das globale Minimum, also der kleinste mögliche Strahldurchmesser sein. Dies ist eine Schwäche dieser Optimierungsmethode. Mit steigender Parameterzahl wird es immer schwieriger das globale Minimum zu finden und man benötigt eine Vielzahl von Optimierungsläufen. Die hier verwendete Optimierungsroutine kann bis zu 43 Parameter variieren. Allerdings wurden einige davon fix gehalten, wie z.B. die geometrischen Parameter der vorhandenen Deflektoreinheiten des Doppelablenkers, bzw. identisch gesetzt, wie die Geometrie der Achtpole der VAL.

4.4 Optimierte Systeme

Es wurde je ein System mit nur einem VAL-Achtpol auf Fokussierpotential (VAL_{1F}) und mit allen drei VAL-Achtpolen auf Fokussierpotential (VAL_{3F}) optimiert. Bei letzterem wurde bei der Optimierung gefordert, dass die drei VAL-Achtpole gleiche Geometrie besitzen. In beiden Fällen ergab sich ein System mit einer annähernd symmetrischen VAL. Es erstreckt sich von der Ebene der Elektronenquelle bis zum Ende des letzten Linsenelements über knapp 13 mm. Aufgrund des großen Arbeitsabstandes von 38 mm wird die Elektronenquelle in die Bildebene ca. fünfmal vergrößert abgebildet. Die Durchmesser der VAL bewegen sich im, für Mikrosäulen sehr großen, Millimeterbereich. Dies ist ein Folge der geforderten großen Strahlablenkung und des großen Arbeitsabstandes. Abbildung 4.4.1 zeigt die optimierten Mikrosäulengeometrien für beide Konzepte. Das Fokussierpotential der VAL_{1F} liegt bei 5440 V im beschleunigendem Betriebsmodus. Auf den drei Achtpolen der VAL_{3F} sind ca. 5200, 5400 und 4850 V Fokussierspannung nötig. Es zeigte sich jedoch in diesem Fall kein Vorteil des abgestuften Fokussierpotentials gegenüber eines einheitlichen Potentials von ca. 5200 V auf allen drei Achtpolen. Der Elektronenstrahldurchmesser vergrößert sich bei letzterer Betriebsart nur geringfügig. Die Ablenssignale an den fünf Achtpolen der Mikrosäulen sind unterschiedlich gewichtet, wobei der Ablenker mit der geringsten Sensitivität bei $17,6 \mu\text{m}/\text{V}$ (VAL_{3F}) bzw. $15,2 \mu\text{m}/\text{V}$ (VAL_{1F}) liegt. Für eine Strahlablenkung von 5 mm wird hier somit eine Ablenkspannung von nahezu ± 300 V bzw. ± 330 V benötigt. Abbildung 4.4.1 zeigt, neben der optimierten Mikrosäulengeometrie, eine Ray tracing Simulation der Elektronenstrahlbahn durch die Mikrosäulen wenn der Strahl in der Scanebene 5 mm von der mechanischen Säulenachse abgelenkt ist. Der Strahl durchläuft bei dieser großen Ablenkung die VAL weit von der mechanischen Achse entfernt nahe an den Linsenelektroden und sein Ablenkwinkel wird im Endbereich der Linse durch die dort anliegenden Fokussierfelder wieder abgeschwächt.

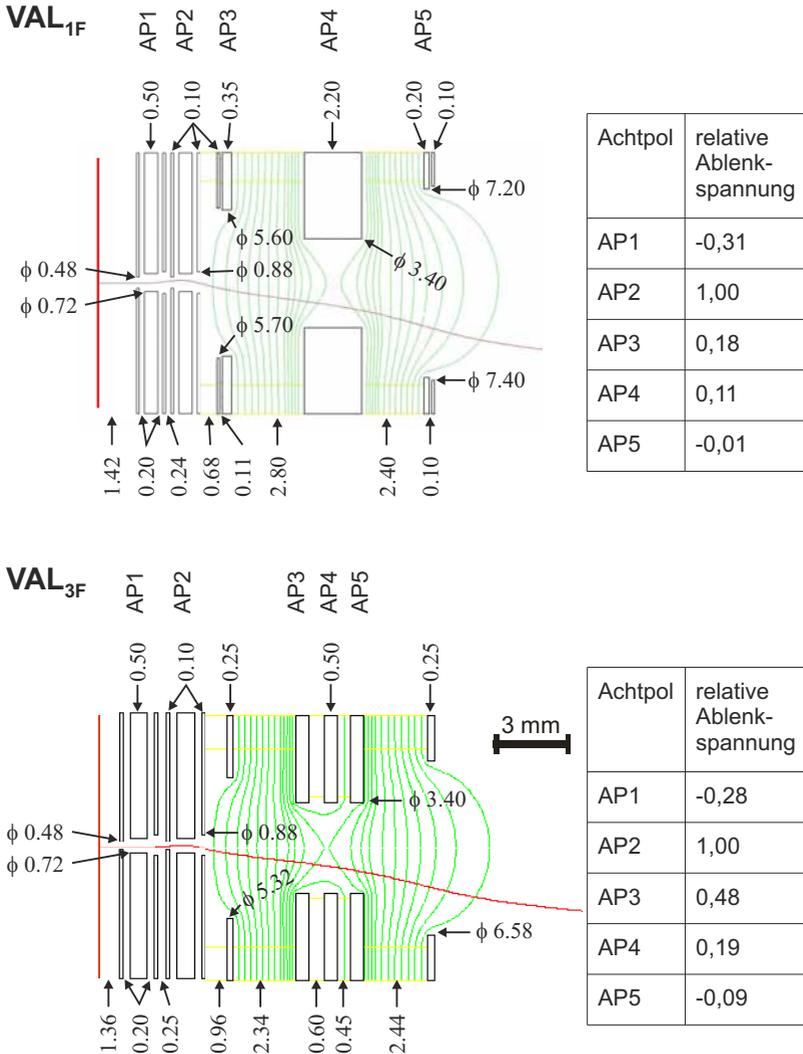


Abbildung 4.4.1: Raytracing Simulation der Elektronenstrahlbahn eines 5 mm abgelenkten Strahls durch die beiden VAL Mikrosäulen. Die Simulation zeigt die starke Deformation der Elektronenbahn in der VAL und die große Abweichung von der optischen Achse. Aufgrund der starken Fokussierfelder in der Nähe der Linsenelektroden wird die Ablenkneigung des Strahls am Ende der Linse wieder verringert. Die Äquipotentiallinien des reinen Fokussierfeldes der VAL ohne Dipolanteile der Ablenker sind hier in grün gedruckt. Die Elektronenquelle (rote Ebene) befindet sich 1,36 mm bzw. 1,42 mm vor dem Doppelablenker. Die relativen Stärken der Ablenkspannungen der fünf Ablenker sind angegeben, sowie die Durchmesser, Dicken und Positionen der verschiedenen Mikrosäulenelemente in mm.

Für die Bewertung des VAL-Effektes wurden die Aberrationen und der erwartete Strahldurchmesser auch im Einzellinsenbetrieb (EiLe) berechnet. In dieser Betriebsart wird bei der Strahlableitung an den drei Achtpolen der VAL kein Ablensignal angelegt. Im Falle der VAL_{3F} werden an die Segmente der drei Achtpole der VAL nur die einheitliche Fokussierspannung von ca. 5200 V angelegt. Die Linse verhält sich somit wie eine geometrisch äquivalente Einzellinse mit einer Mittelelektrode deren Durchmesser dem der Achtpole der VAL, und deren Länge der summierten Dicken der drei VAL Achtpole plus deren Abstände zueinander entspricht. Die Abweichungen der VAL im Einzellinsenmodus von einer äquivalenten Einzellinse wurden überprüft und erwiesen sich als geringfügig. Durch den Einzellinsenbetrieb kann später auch im Experiment ein realer Vergleich zwischen VAL und Einzellinse gezogen werden. In Tabelle 4.4.1 sind der Vergrößerungsfaktor und die optimierten Aberrationen von VAL_{1F} und VAL_{3F} für beide Betriebsarten aufgeführt. Durch die gestaffelte Fokussierspannung im VAL_{3F} Betrieb wird die Hauptebene der Linse leicht in Richtung Quellebene verschoben, wodurch der Vergrößerungsfaktor und die sphärische Aberration gegenüber dem

	M	α [mrad]	d_d [nm]	C_S [m]	d_S [nm]	C_C [m]	d_C [nm]	
VAL _{3F}	5,12	0,7	29,9	14,7	0,90	-0,155	18,4	
VAL _{1F}	4,84	0,7	29,9	11,4	0,70	-0,143	17,0	
EiLe _{3F}	5,04	0,7	29,9	13,9	0,86	-0,152	18,1	
EiLe _{1F}	4,84	0,7	29,9	11,4	0,7	-0,143	17,0	
	C_1 [$\alpha_x^2 x$] [m]	d_{C1} [nm]	C_2 [$\alpha_y^2 x$] [m]	d_{C2} [nm]	C_3 [$\alpha_x \alpha_y y$] [m]	d_{C3} [nm]	C_{Cd} [mm]	$d_{C_{Cd}}$ [nm]
VAL _{3F}	-0,74	0,26	-0,25	0,09	-0,49	0,17	2,0	0,66
VAL _{1F}	-3,03	1,05	-0,95	0,33	-1,90	0,66	5,9	2,10
EiLe _{3F}	2,77	0,96	0,98	0,34	1,96	0,68	17,2	6,07
EiLe _{1F}	4,50	1,56	1,57	0,54	3,13	1,09	17,7	6,27

Tabelle 4.4.1: Die Aberrationen der optimierten Mikrosäule im VAL-Betrieb und im Einzellinsenbetrieb (EiLe). Angegeben ist die Vergrößerung M , der halbe Strahlöffnungswinkel α , das daraus resultierende Beugungsscheibchen d_d , die sphärische Aberration C_S , die axiale chromatische Aberration C_C , die Koma 3. Ordnung und die transversale chromatische Aberration C_{Cd} . Des weiteren sind ihre jeweiligen Aberrationsscheibchen d_x in der Bildebene angegeben. Hier wurde 1 mm Strahlableitung für die ablenkabhängigen Aberrationen angenommen (je 0,707 mm in x und y Richtung). Im VAL-Betrieb werden diese stark reduziert. So sinken die Koma auf ca. ein Viertel und die transversale chromatische Aberration auf fast ein Zehntel gegenüber dem Einzellinsenbetrieb. Ihr Beitrag zur Stellgröße ist somit vernachlässigbar. $[\frac{\Delta E}{E} = \frac{0,5}{1000}]$

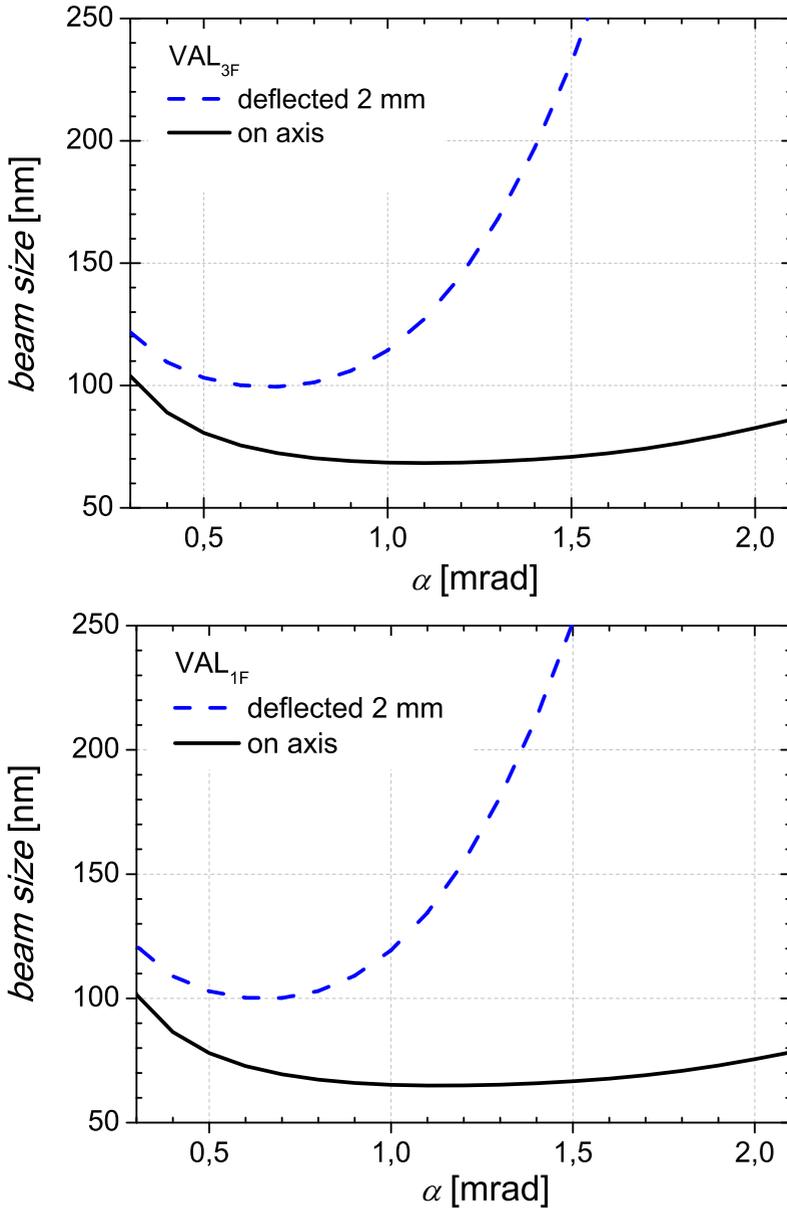


Abbildung 4.4.2: Abhängigkeit des Strahldurchmessers eines axialen und eines 2 mm abgelenkten Strahls vom halben Strahlöffnungswinkel α . Die kleinstmögliche Strahlgröße von ca. 70 nm im unabgelenkten Fall würde bei 1,1 mrad eintreten. Für den abgelenkten Elektronenstrahl hingegen ist ein α von 0,7 mrad optimal.

Einzellinsenbetrieb etwas ansteigen. Bei der VAL_{1F} liegt die Hauptebene näher an der Bildebene, was zu einem etwas kleineren Vergrößerungsfaktor und leicht geringeren axialen Aberrationen führt. Da die Mikrosäulen auf kleine Strahldurchmesser bei großen Strahlablenkungen hin optimiert wurde, reduzierte sich der ebenfalls mitoptimierte halbe Strahlöffnungswinkel α auf 0,7 mrad. Dies resultiert aus dem Umstand, dass alle strahlablenkungsbedingten Aberrationsbeiträge vom Öffnungswinkel abhängen und somit dessen Reduzierung auch die Strahlgröße reduziert. Dies ist aus Abbildung 4.4.2 ersichtlich, welche die Abhängigkeit des Strahldurchmessers vom Strahlöffnungswinkel für einen Strahl auf der optischen Achse bzw. für einen 2 mm abgelenkten Strahl zeigt. Der optimale Strahlöffnungswinkel für den axialen Strahlverlauf liegt im Bereich von 1,1 mrad und würde dann, unter Berücksichtigung einer 10 nm Quelle, ca. 70 nm Strahldurchmesser führen. Die weitere Reduzierung des Strahlöffnungswinkels hat zur Folge, dass die Beugung der Elektronen zusammen mit der axialen chromatischen Aberration den größten Beitrag zum Strahldurchmessers in der Bildebene liefern.

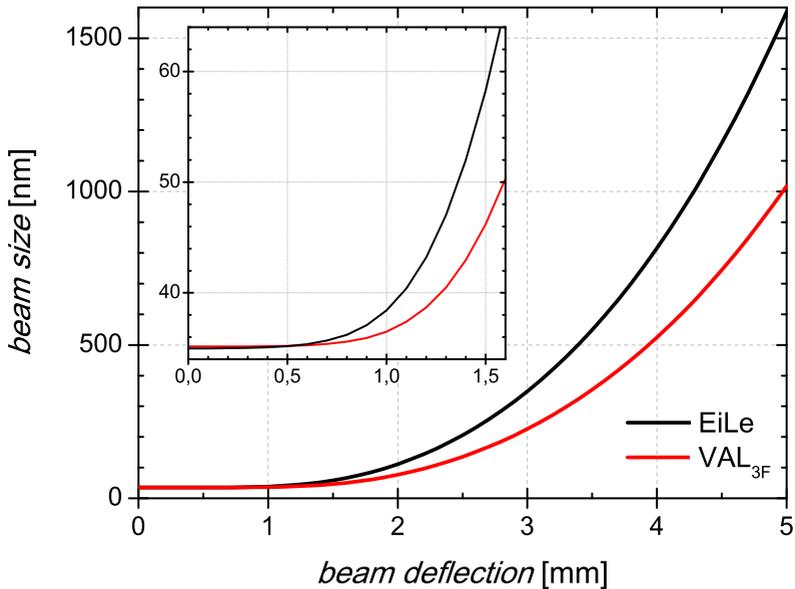


Abbildung 4.4.3: Berechneter Strahldurchmesser ohne Quelle in Abhängigkeit von der Strahlablenkung von der Achse der optimierten Mikrosäule im Betrieb mit Variable Axis Linse (rot) bzw. im Einzellinsenbetrieb (schwarz). Die Berechnung enthält nur die nicht dynamisch korrigierbaren Aberrationen bis zur fünften Ordnung. Als Energiebreite wurden 0,5 eV bei 1 keV Elektronenenergie angenommen.

Es wird ersichtlich, dass die axiale chromatische Aberration die begrenzende Größe ist. Sie ist eine Folge des großen Arbeitsabstandes und kann nicht weiter minimiert werden. Deshalb ähneln sich die Geometrien der VAL_{1F} und VAL_{3F} Säulen und der VAL-Effekt wirkt sich erst bei großen Ablenkungen aus, obwohl die ablenkbedingten Aberrationen wie erwartet durch ihn stark reduziert werden. Insbesondere bei der VAL_{3F} konnten die Koma und die transversale chromatische Aberration simultan zu gleichen Betriebsbedingungen drastisch minimiert werden und sinken auf rund ein Viertel bzw. ein Zehntel des Einzellinsenwertes. Sie liefern praktisch keinen Beitrag mehr zum Strahldurchmesser wodurch dieser bis zu einer Ablenkung von 1,3 mm nahezu konstant bleibt. Dann beginnen die Aberrationen höherer Ordnung, die in der Optimierungsroutine nicht berücksichtigt wurden, den Strahldurchmesser zu dominieren. Da sich die Leistungsdaten der beiden VAL Konfigurationen nur unwesentlich unterscheiden, wird nachfolgend nur noch die später experimentell untersuchte VAL_{3F} weiter vorgestellt. Der Graph 4.4.3 zeigt deren erwartete Strahlgröße in Abhängigkeit von der Strahlablenkung von der Säulenachse ohne Quelleffekte. In Graph 4.4.4 wurde eine 10 nm Elektronenquelle in der Strahlgröße berücksichtigt. Die Berechnung der Strahldurchmesser beinhaltet nur die nicht dynamisch korrigierbaren Aberrationen bis einschließlich fünfter Ordnung. Einflüsse durch Astigmatismus, Verzeichnung und Bildfeldwölbung sind nicht berücksichtigt. Die Energiebreite der Elektronen wurde immer zu 0,5 eV angenommen. Der Strahldurchmesser mit 10 nm Quelle steigt von 72 nm auf der Achse bis zu ca. 1 μm für eine 5 mm abgelenkten Strahl.

Definiert man eine Zunahme des Strahldurchmessers um bis zu 20 % gegenüber der Strahlgröße auf der Achse als akzeptabel, so kann mit der VAL ca. 20 % weiter abgelenkt werden als mit der Einzellinse, was in ca. 40 bis 50 % mehr adressierbarer Fläche in der Scanebene resultiert. Dem Gewinn von 50 % adressierbarer Fläche in diesem VAL System steht jedoch ein vielfach höherer Mehraufwand bei dessen Herstellung und Betrieb gegenüber. Der VAL Vorteil entwickelt sich erst, wenn sehr große Strahlablenkungen gefordert werden. So besitzt dieses System das Potential eine Fläche scannen zu können, die der eigenen Grundfläche (footprint) des Systems entspricht. Ein Array solcher VAL Mikrosäulen könnte somit simultan große Flächen, z.B. zu Inspektionszwecken bei der Fabrikation von Flachbildschirmen, abrastern. Bei einer geforderten Auflösung von mind. 100 nm liefert diese Mikrosäule ca. 1 Gigapixel in einem $3 \times 3 \text{ mm}^2$ großen Bildfeld. Es bleibt zu prüfen, ob eine Erweiterung der Optimierungsroutine auf die Aberrationen 5. Ordnung eine weitere Reduzierung der Strahlgrößen der VAL-Mikrosäule liefern würde, insbesondere in Verbindung mit kleineren Arbeitsabständen, was schon die axiale Strahlgröße verkleinern würde.

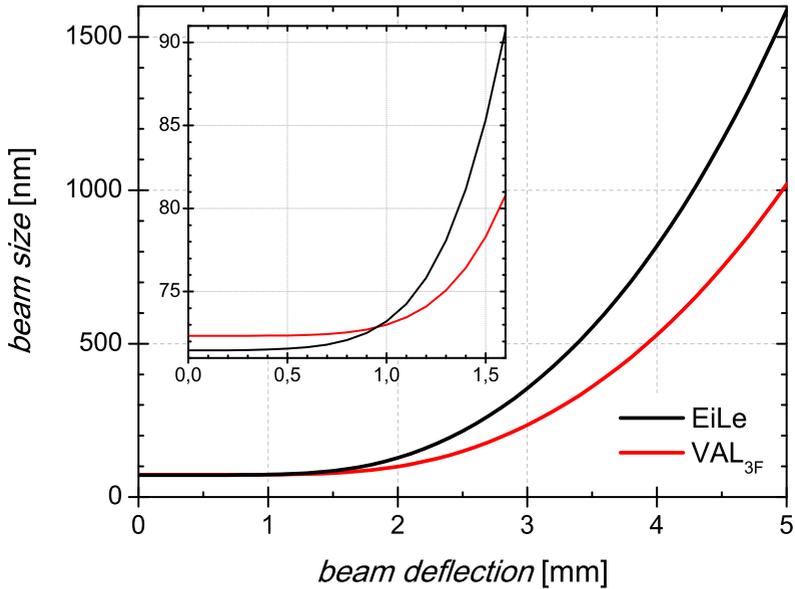


Abbildung 4.4.4: Berechneter Strahldurchmesser mit 10 nm Elektronenquelle in Abhängigkeit von der Strahlablenkung von der Achse der optimierten Mikrosäule im Betrieb mit Variable Axis Lens (rot) bzw. im Einzellinsenbetrieb (schwarz). Im VAL Betrieb kann diese Mikrosäule ca. 1 Gigapixel < 100 nm innerhalb eines 3×3 mm² großen Sichtfeldes adressieren. Der Strahldurchmesser auf Achse ist im Einzellinsenbetrieb geringer, da dann die Quelle nicht ganz so stark vergrößert wird wie im VAL-Betrieb, wo durch die dreistufige Fokussierspannung an den drei Achtpolen die Hauptebene der VAL in Richtung Quelle verschoben wird. Hier wäre natürlich ein dynamischer Übergang vom Einzellinsenmodus mit gleicher Fokussierspannung an den VAL Achtpolen hin zur dreistufigen Fokussierspannung bei Strahlablenkung möglich. Die Berechnung enthält nur die nicht dynamisch korrigierbaren Aberrationen bis zur fünften Ordnung. Als Energiebreite wurden 0,5 eV bei 1 keV Elektronenenergie angenommen.

Kapitel 5

Herstellung der VAL Mikrosäule

Zur Verwirklichung des optimierten Designs aus Abschnitt 4.4 sind vier Grundelemente erforderlich: Aperturen, leitende und nichtleitende Abstandsscheibchen und die Achtpole. In diesem Kapitel wird deren Herstellung und Montage zur Mikrosäule beschrieben. Die genauen Prozessparameter finden sich im Anhang A auf Seite 97. Des Weiteren müssen die verschiedenen Komponenten zueinander mit der erforderlichen Genauigkeit positioniert werden können. Diese bewegt sich im Bereich von 1% der Aperturdurchmesser [2, 1]. Beim hier vorgestellten Design ist der Durchmesser der kleinsten Apertur bei $480 \mu\text{m}$ was Positionstoleranzen von maximal $\pm 5 \mu\text{m}$ zulässt. Dies kann über dielektrische Präzisionsführungsstifte aus Saphir ($D = 1 \text{ mm} - 0,001 \text{ mm}$ Toleranz) und entsprechend genau gefertigte Führungslöcher in den zu positionierenden Teilen erreicht werden. Mikrosäulen wurden bis jetzt meist komplett mit Hilfe von MEMS Technologien hergestellt. Dabei wird das gewünschte zweidimensionale Design photolithographisch in einen Photolack übertragen [64], der dann als Maske für den Übertrag in das Siliziummaterial dient. Dies wird mit Hilfe des reaktiven Tiefenätzens (deep reactive ion etching, DRIE) erreicht, das im Folgenden kurz vorgestellt wird.

5.1 Der DRIE Ätzprozess

Der Deep Reaktive Ion Etching Prozess, auch als „Bosch Prozess“ bekannt, ermöglicht das Ätzen tiefer Gräben in ein Substrat mit Aspektverhältnissen zwischen Breite und Tiefe von bis zu 100 [65, 66, 67]. Eine kurze Beschreibung des Verfahrens ist in Abbildung 5.1.1 dargestellt. Genauere Informationen finden sich in der Fachliteratur [16, 17, 68]. Aufgrund der kleinen Toleranzen für die Dimensionen der elektronenoptischen Komponenten ergeben sich zusätzliche Anforderungen an die Oberflächenrauheit der Ätzflächen und

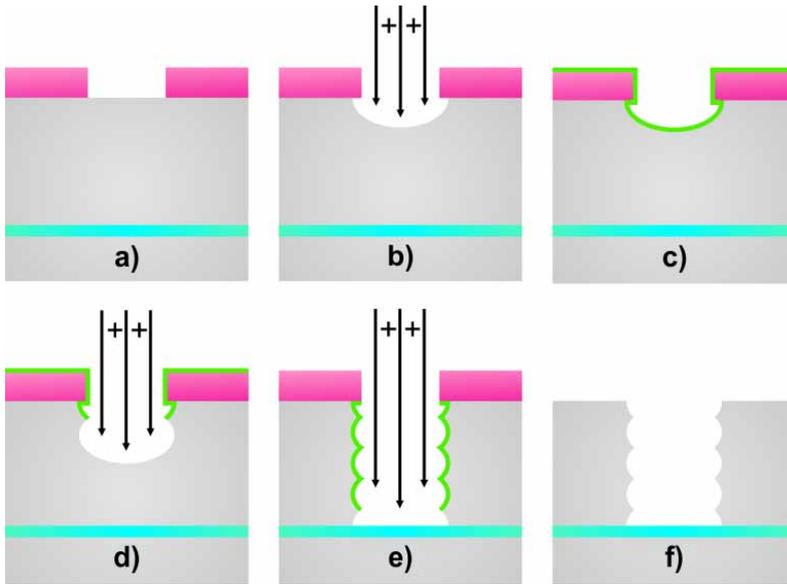


Abbildung 5.1.1: DRIE Prozess: a) Beim Deep Reactive Ion Etching Prozess werden die nicht zu ätzenden Flächen mit einem geeigneten Material (z.B. Photolack, rot) maskiert, das viel langsamer geätzt wird als das darunterliegende (z.B. Silizium). b) Das Silizium wird durch ein ionisiertes Gasgemisch aus Schwefelhexafluorid (SF_6) und einem Trägergas (meist Argon) isotrop in alle Richtungen geätzt. Daneben gibt es durch die Sputterwirkung der durch ein elektrisches Feld gerichteten Ionenstrahlung eine zusätzliche anisotrope Ätzkomponente senkrecht zur Waferoberfläche. c) Nach kurzer Zeit wird der Ätzvorgang gestoppt und statt dem SF_6 wird Octafluorocyclobutan C_4F_8 mit Argon in die Reaktorkammer geleitet. Im Plasma wird das C_4F_8 aktiviert und scheidet sich isotrop als Polymerschicht auf allen Flächen ab (hier grün dargestellt). Die Polymerschicht wirkt als Passivierungsschicht, welche vom SF_6 nicht chemisch geätzt wird und schützt somit die Ätzflanken bei den nachfolgenden Ätzschritten. d) Als nächstes wird der SF_6 Ätzschritt aus b) wiederholt. Aufgrund der Sputterwirkung der Ionen wird die Passivierung, die senkrecht zur Ionenstrahlrichtung liegt, abgetragen und die isotrope chemische Ätzwirkung des SF_6 Gases kann unterhalb der zuvor geätzten Flanken wieder einsetzen. e) Diese Ätz- und Passivierungsschritte werden abwechselnd wiederholt bis die gewünschte Ätztiefe erreicht ist oder der weitere Ätzvorgang an einem schwer zu ätzendem Material (z.B. Siliziumoxid, blau) gestoppt wird. f) Abschließend wird die Maske und die Passivierung entfernt. Aufgrund dieser alternierenden Prozessabfolge sind die Ätzflanken nicht glatt, sondern weisen eine prozessparameterabhängige Wellenstruktur auf. Diese Wellenstruktur kann geglättet werden, indem man das geätzte Substrat thermisch oxidiert und diese Oxidschicht z.B. mit Flußsäure wieder abätzt.

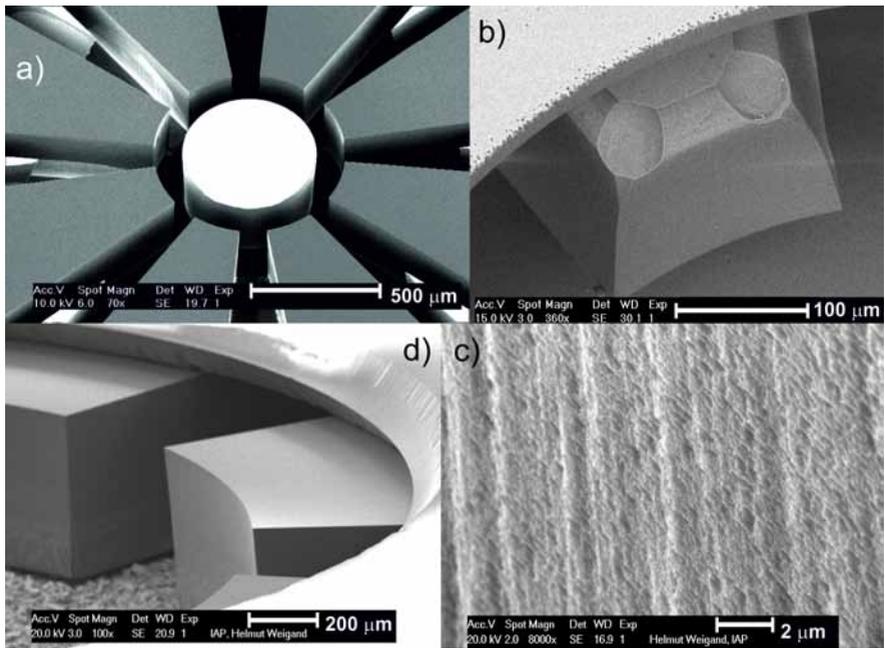


Abbildung 5.1.2: Optimierung der Ätzprozesse: a) Die Opferstrukturen, die für konstante Ätzgrabenbreiten an den elektronenoptisch relevanten Flächen sorgen, sind weiß eingefärbt. Diese sind nötig, um die Ätzbedingungen überall gleich zu halten und somit niedrige Oberflächenrauigkeit, möglichst senkrechte Ätzflanken und wenig Notching zu bekommen. b) Notching durch einen nicht optimierten Ätzprozess. Die Ecken der Polelektroden wurden eingätzt. d) Auf Pyrex gebondeter Achtpol, der mit einem optimierten Ätzprozess hergestellt wurde. c) Die Ätzfläche des Achtpols zeigt noch Rauigkeiten bis zu einem Mikrometer.

an die Steilheit der Ätzflanken. Leider werden diese Eigenschaften nicht nur durch die Parameter des Ätzprozesses bestimmt, sondern sind auch von der Breite der geätzten Gräben abhängig. Um überall gleiche Ätzbedingungen und damit gleiche, gerade Ätzflanken und Flächenstrukturen zu bekommen, wurden die Ätzgräben bei allen relevanten Flächen auf eine einheitliche Breite von $20\ \mu\text{m}$ (Neuchâtel) bzw. $100\ \mu\text{m}$ (Tübingen) eingestellt. Dies wurde durch das Einbringen von Opferstrukturen in das Layout erreicht (siehe Abbildung 5.1.2), die am Ende des Herstellungsprozesses nicht mehr vorhanden sein dürfen. Da die Achtpole zur elektrischen Isolation der einzelnen Elektroden auf ein Pyrex gebondet werden, musste das Bonden der Opferstrukturen mit dem Pyrex vermieden werden. Beim Bonden geht das Silizium eine unlösliche Verbindung mit dem Borsilikatglas ein [69, 70]. Diese Strukturen

wurden deshalb entweder so gestaltet, dass sie in Zonen ohne Pyrexmaterial liegen und somit beim Bondprozess nicht mit Pyrexflächen in Berührung kommen, oder sie wurden zunächst separat lithographiert und in einem ersten Ätzschritt einige Mikrometer vorgeätzt bevor das gesamte Strukturlayout lithographiert wurde. Dadurch lagen die Opferstrukturen nach den Ätzprozessen immer noch etwas tiefer als die Bondflächen und konnten so nicht an das Pyrex anhaften. Sie fallen am Ende des Herstellungsprozesses einfach ab. Um steile Ätzflanken zu bekommen ist es vorteilhaft, wenn die Flanken der Lackmaske bereits möglichst senkrecht sind, da diese beim Prozess ebenfalls mitgeätzt wird. Hat die Lackmaske schräge Kanten, so wird der dünne Lackbereich schneller abgeätzt als der dicke und das Substrat unter dem dünnen Bereich wird bereits geätzt. Die Schräge der Lackkanten überträgt sich somit auch in das darunterliegende Substrat. Durch Optimieren der gesamten Prozessparameter konnten Flankenwinkel der senkrechten Ätzflächen von 88 Grad erreicht werden.

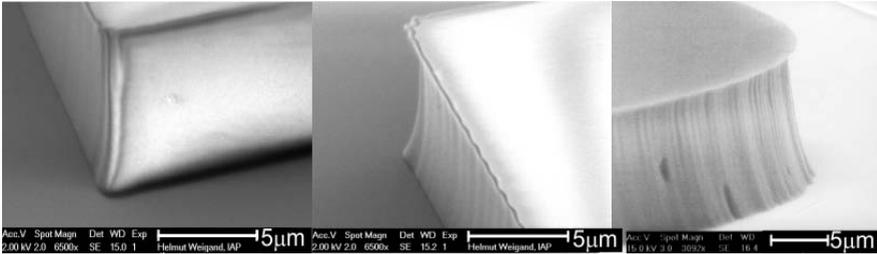


Abbildung 5.1.3: *Lithographisch hergestellte Ätzmasken aus Photolack ma-P 1275.*

5.2 Abstandsscheibchen

Abstandsscheibchen (Spacer) über $500 \mu\text{m}$ Dicke wurden mit feinmechanischen Verfahren wie z.B. Fräsen aus Edelstahl oder Polyaryletheretherketon (PEEK) hergestellt. Dünnere dielektrische Spacer wurden mit Hilfe von Flusssäure aus 4 Zoll großen Bohrsilikatglaswafern (Pyrex) oder Substratgläsern herausgeätzt. Es wurden zwei leicht abgewandelte Herstellungsprozesse entwickelt (siehe Abbildung 5.2.1). Die Abstandsscheibchen der Ablenkereinheiten wurden am Institut für Mikrotechnology in Neuchâtel gefertigt. Dort wurden die Pyrex Wafer mit 400 nm Polysilizium beschichtet. Bei den übrigen Abstandsscheibchen wurden Pyrexwafer bzw. Substratgläser der gewünschten Dicke beidseitig mit einigen Nanometern Chrom als Haftvermittler und anschließend mit ca. 200 nm Gold besputtert. Sowohl die Polysilizium- als auch die Metallbeschichtung verhindert, dass Flusssäure

re im späteren Ätz-

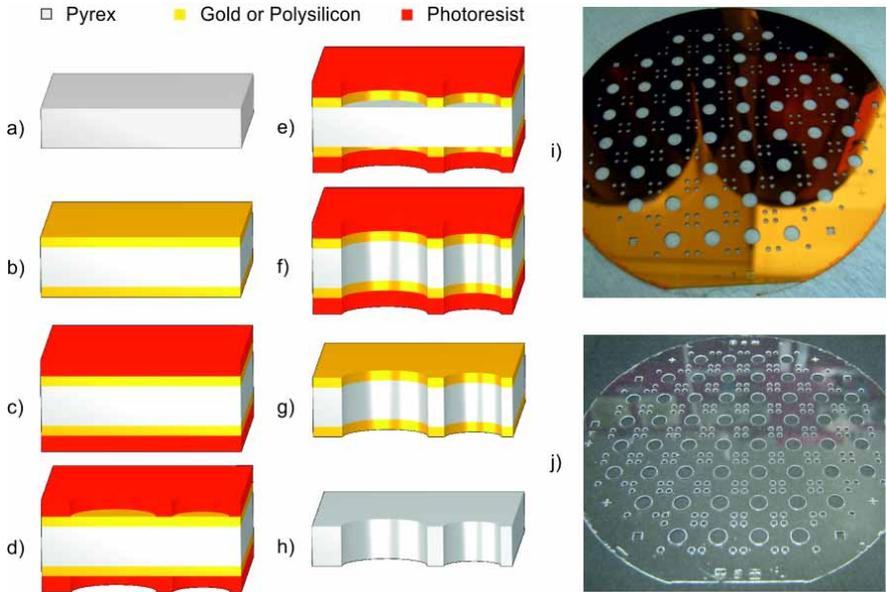


Abbildung 5.2.1: Herstellungsverfahren für dünne dielektrische Abstandsscheibchen (Spacer). a) Die Scheibchen wurden aus Borsilikatglaswafern (Pyrex) oder Substratgläsern der gewünschten Dicke hergestellt. b) Das Material wurde beidseitig entweder mit 400 nm Polysilizium beschichtet oder mit ca. 5 nm Chrom als Haftvermittler und ca. 200 nm Gold besputtert. c) Danach wurde auf das Substrat auf beiden Seiten Photoresist aufgeschleudert. d) Die gewünschte Struktur konnte dann photolithographisch in den Lack übertragen werden. Dies wurde auf beiden Seiten des Substrats gemacht. Dabei wurden die Strukturen beim Belichtungsvorgang deckungsgleich zueinander ausgerichtet. e) Mit Hilfe der Lackmaske konnten die Strukturen anschließend in die Polysilizium- bzw. Metallschichten übertragen werden. Im Falle von Polysilizium wurde dies durch reaktives Ionenätzen erreicht. Die Metallschichten wurden mit Hilfe von Goldätze und Chromätze an den freien Lackflächen entfernt. f) Die dann freiliegenden Glasflächen konnten somit in einem Flusssäurebad durchgeätzt werden. Somit wurden die gewünschten Strukturen in das Substrat übertragen. g) Anschließend wurde der Photolack abgelöst. Bild i) zeigt einen Pyrexwafer in diesem Herstellungsstadium. h) Zum Abschluss wird die Polysilizium- bzw. Metallbeschichtung entfernt und man erhält das durchstrukturierte Substrat wie in j) ersichtlich, welches in einzelne Abstandsscheibchen zersägt oder an vorstrukturierte Siliziumwafer gebondet werden kann (siehe Abschnitte 5.3 und 5.5). Genaue Prozessparameter finden sich in Anhang A auf Seite 97.

prozess das darunter liegende Glas angreifen kann. Anschließend wurde bei beiden Herstellungsprozessen beidseitig Photolack aufgeschleudert. Die so präparierten Substrate konnten dann auf beiden Seiten mit einer optischen Lithographiemaske mit den gewünschten Strukturen belichtet werden. Die Strukturen auf der Vorder- und Rückseite wurden dabei zueinander deckungsgleich ausgerichtet. Die belichteten Stellen des Photolacks wurden mit einem speziellen, selektiven Lösungsmittel (Entwickler) freigelegt und man erhält damit eine Lackmaske. Diese Lackmaske diente zur Strukturübertragung mit Hilfe geeigneter Ätzverfahren in die Polysilizium bzw. Metallschichten. Dadurch entsteht eine Polysilizium- bzw. Goldmaske für das Durchätzen des Glasmaterials mit Flußsäure. Aufgrund des isotropen Ätzens von Vorder- und Rückseite entsteht ein Ätzprofil, das elektrische Überschlüge zwischen Elektroden mit hohem Potentialunterschied entlang der Oberfläche des Dielektrikums hemmt (siehe Abbildung 5.2.2). Dünne leitfähige Abstandsscheibchen wurden genauso wie die Aperturen in Abschnitt 5.4 auf Seite 52 hergestellt.

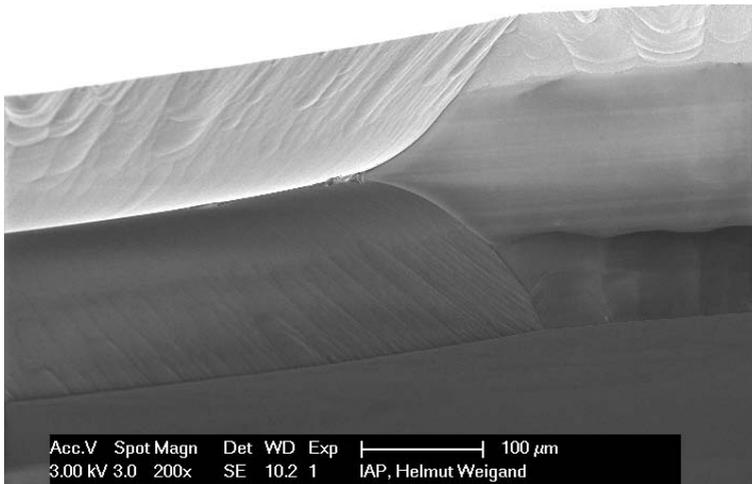


Abbildung 5.2.2: Ätzprofil eines dielektrischen Abstandsscheibchens. Das REM Bild zeigt ein mit Flußsäure geätztes Loch und die Bruchkante eines Pyrexwafers. Durch das gleichzeitige isotrope Ätzen von beiden Seiten wird die jeweilige Maske unterätzt und das Ätzprofil verjüngt sich somit zur Materialmitte hin. Dieser Profilverlauf des dielektrischen Materials ist vorteilhaft, wenn es zwischen zwei Elektroden mit hohem elektrischen Potentialunterschied eingesetzt wird. Elektrische Überschlüge entlang dieses Profils sind unwahrscheinlicher als bei geraden Löchern und erlauben somit höhere Potentialunterschiede zwischen den Elektroden. (siehe auch 5.1.2d)

5.3 Achtpole

Um die Übertragung der elektrischen Spannung in den Polesegmenten zu gewährleisten wurden diese aus dotiertem Silizium hergestellt. Als Substrat dienten 4 Zoll Silicon on Insulator (SOI) Wafer mit thermischer $1\ \mu\text{m}$ Oxidschicht auf Vorder- und Rückseite [71, 72]. Diese Wafer bestehen aus einem meist mehrere hundert Mikrometer dicken Handle-Wafer aus Silizium gefolgt von einer einige Mikrometer dicken Oxidschicht (buried oxide, BOX), auf der nochmals ein mehrere zehn Mikrometer dicker Device-Layer aus dotiertem Silizium aufgebracht ist. In der Halbleiterfertigung werden auf den Device-Layern die elektronischen Elemente gefertigt. Beim Herstellen der Achtpole dient der Device-Layer quasi als Handle-Layer und die Achtpole wurden lithographisch auf die $500\ \mu\text{m}$ dicke Handle-Seite strukturiert. Genaue Prozessparameter finden sich in Anhang A auf Seite 97. Der SOI Wafer wurde mit Photolack beschichtet, welcher dann über eine Photomaske mit den gewünschten Strukturen belichtet wurde. Die belichteten Stellen lassen sich mit einer entsprechenden Entwicklerflüssigkeit entfernen. Die Lackstrukturen wurden anschließend mit gepufferter Flußsäure in das darunterliegende Oxid übertragen. Dann konnten sie durch reaktives Ionenätzen in mehreren Prozessschritten in die Tiefe des Wafers eingätzt werden. Die $2\ \mu\text{m}$ BOX Schicht des SOI Wafers diente dabei als definierter Ätzstop für den DRIE-Prozess. Die Handle-Dicke des Wafers definiert somit die spätere Dicke des Achtpols. Nach Abschluss des Ätzprozesses wurde die Lackmaske mit Lösungsmittel und die thermische Oxidschicht mit Flußsäure entfernt. Die strukturierte Seite des Wafers konnte danach anodisch an einen bereits fertig strukturierten Pyrex Wafer (siehe Abschnitt 5.2) gebonded werden. Im Falle der Ablenkereinheiten wurde ein vorgefertigter Apertur-Abstandsscheibchen Waferstapel aufgebondet (siehe Abschnitt 5.5). Beim Bonden entsteht eine nicht mehr lösbare Verbindung zwischen dem Silizium und dem Pyrex Wafer [69, 70]. Der fest gebondete Pyrex Wafer diente nun als dielektrischer Träger der einzelnen Multipolsegmente, die dabei ihre räumliche, lithographisch definierte Lage beibehalten, aber nach entfernen des Device-Layer elektrisch isoliert stehen. Auch die Führungslöcher für die Ausrichtung der Achtpole bzgl. der Mikrosäulenachse wurden zusammen mit den Achtpolsegmenten hergestellt und auf den Pyrexträger gebondet. Die Größentoleranzen der geätzten Durchmesser betrug dabei weniger als $\pm 2\ \mu\text{m}$. Der Device-Layer konnte im nächsten Schritt z.B mit einem Ionenätzverfahren entfernt werden. Die $2\ \mu\text{m}$ Oxidschicht des BOX wurde zum Schluss noch mit Flußsäure entfernt. Dabei wird auch der Pyrexträger entsprechend dünner. Außerdem erhält man dabei eine leichte Unterätzung des Pyrex unterhalb der Polelektroden, was wiederum im späteren Betrieb elektrische Überschläge zwischen den potentialverschiedenen Polen hemmt. Als letzter Schritt wurden dann die einzelnen Achtpole für die VAL ausgesägt.

5.4 Aperturen

Als Ausgangsmaterial für die Aperturherstellung dienten dotierte Silizium Wafer der benötigten Dicke mit einer je $1 \mu\text{m}$ dicken thermischen Oxidschicht auf beiden Seiten. Die Aperturdurchmesser wurden lithographisch in einen Photolack strukturiert und mit gepufferter Flußsäure in das darunterliegende thermische Oxid übertragen. Die kombinierte Lack-Oxidmaske diente als effektive Ätzmaske beim DRIE Prozess. Dabei wurde die Struktur bis zur gegenüberliegenden Oxidschicht durchgeätzt. Danach wird die Lackmaske mit Lösungsmittel und die Oxidschichten mit Flußsäure entfernt. Das Herstellungsverfahren ist ähnlich wie für die Achtpole in 5.5 beschrieben, nur dass hier kein Device-Layer vorhanden ist. Außerdem wurden die Aperturwafer vor dem Zersägen noch mit einigen 10 nm Gold besputtert um eine gute elektrische Kontaktierung der Elemente sicherzustellen. Die Alignmentstrukturen zur Positionierung der VAL Aperturen mittels der dielektrischen Passstifte aus Saphir wurden ebenfalls zusammen mit der Apertur hergestellt und sind somit entsprechend lagegenau. Sie wiesen in ihrer Größe typische Toleranzen von weniger als $\pm 2 \mu\text{m}$ auf.

5.5 Ablenkereinheit

Eine Ablenkereinheit besteht aus einem Multipol zwischen zwei Schirmelektroden (Aperturen). Der Abstand zwischen diesen Elementen wurde über dielektrische Abstandsscheibchen mit der gewünschten Dicke eingestellt. Die Herstellung erfolgte auf Waferebene. Es wurde zunächst die Apertur und die Abstandsscheibchen aus Pyrex hergestellt, wie in den Abschnitten 5.4 und 5.2 beschrieben. Die beiden Wafer wurden dann anodisch gebondet [69, 70], so dass ein nicht mehr trennbarer, strukturierter Silizium-Pyrex Waferstapel entsteht. Die Multipole wurden wie in Abschnitt 5.3 beschrieben geätzt. Doch statt eines reinen Pyrex Wafers als Trägersubstrat wurde nun ein Apertur-Abstandsscheibchen Waferstapel aufgebondet. Danach wurde der Device-layer mit einem DRIE Prozess abgeätzt und das buried oxide mit Flußsäure entfernt. Auf diese Seite wird dann ein weiterer Apertur-Abstandsscheibchen Waferstapel gebondet. Das Ausrichten der verschiedenen Teile vor dem Bonden wurde unter dem Mikroskop über mitstrukturierte Positionierungsmarkierungen auf den jeweiligen Wafern durchgeführt. Die laterale Lage der Ablenkereinheit innerhalb der Mikrosäule senkrecht zur Strahlrichtung wird nur durch das Führungsloch der Achtpolstruktur bestimmt. Die anderen Elemente haben entsprechende Aussparungen für die Saphirstifte. Die hier verwendeten Ablenkereinheiten stammten noch aus einem vorhergehenden Mikrosäulen Projekt [59] und wurden am Institut für Mikrotechnologie in Neuchâtel hergestellt.

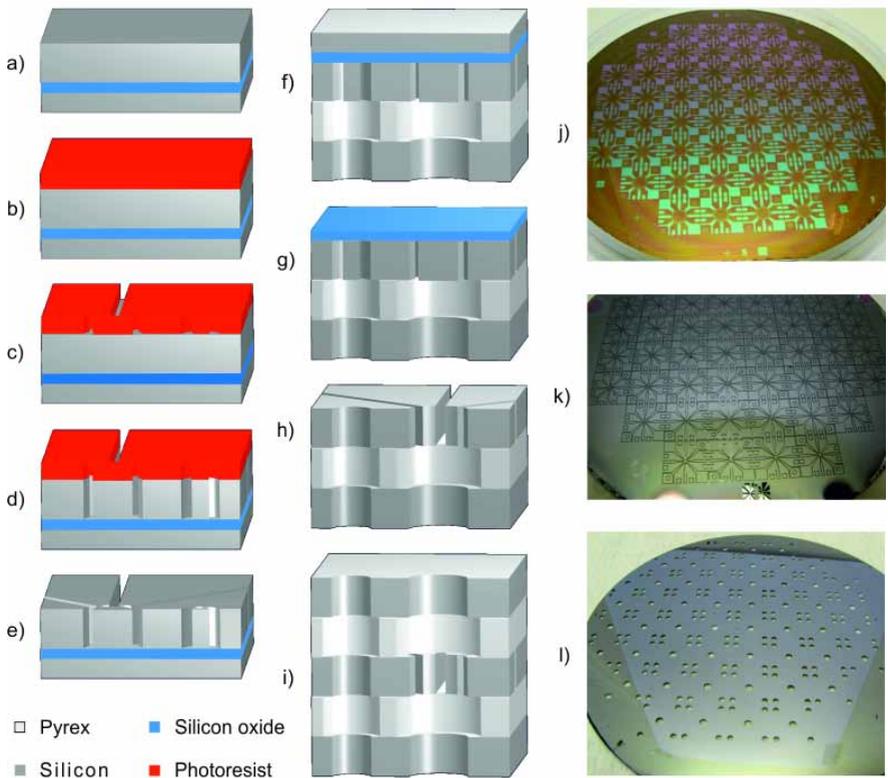


Abbildung 5.5.1: Herstellungsverfahren für Achtpole und Doppelablenker. a) Als Ausgangsmaterial für die Achtpole fanden 4 Zoll Silicon on Insulator (SOI) Wafer Verwendung. Sie bestanden aus einem 500 μm dickem Handle-Layer aus dotiertem Silizium gefolgt von 2 μm Siliziumoxid (BOX) und einem 30 μm dickem Device-Layer aus dotiertem Silizium. Auf Vorder- und Rückseite der SOI Wafer waren zusätzlich noch je 1 μm thermisches Oxid vorhanden (hier in den Bildern nicht dargestellt). b) Zunächst wurde die Handle-Layer Seite mit Photolack beschichtet und über eine Photomaske mit den Achtpolstrukturen belichtet. c) Mit einer Entwicklerflüssigkeit wurden die belichteten Lackanteile aufgelöst und die Achtpolstrukturen der Photomaske waren nun als Lackmaske auf dem Wafer. d) Zunächst wird die Lackmaske in das darunterliegende thermische Oxid übertragen (z.B. in Flußsäure). Es entsteht dabei praktisch eine zusätzliche Oxidmaske mit den gewünschten Strukturen, da im DRIE Prozess die Ätzparameter für das Ätzen von Silizium optimiert wurden und die Oxidmaske kaum angegriffen wird. Diese Vorgehensweise verhinderte, dass zufällige Risse, die beim Ätzvorgang im Lack entstehen können, in das Silizium übertragen wurden. Die BOX Schicht unter dem Silizium diente als definierter Ätzstop im DRIE Prozess. Die Dicke des Handle-Layers entspricht somit der Dicke des Achtpols. e) Die Lack-

maske wurde mit Lösungsmittel und das thermische Oxid auf Vorder- und Rückseite mit Flusssäure abgelöst. f) Für die einzelnen VAL Achtpole musste nun auf die strukturierte Seite ein vorstrukturierter Pyrex Wafer gebondet werden. Auf ihm werden später die einzelnen Achtpolesegmente isoliert voneinander stehen. Ihre lithographisch definierte Metrologie bleibt dabei erhalten. Hier dargestellt ist die Herstellung einer Ablenkereinheit. Dazu wurde ein vorgefertigter Apertur-Abstandsscheibchen Waferstapel angebondet, welcher aus je einem strukturiertem Silizium- und angebondetem Pyrexwafer besteht. g) Nun konnte der Silizium Device-Layer in einem weitem DRIE Prozess abgeätzt und h) die BOX Schicht mit Flusssäure entfernt werden. Nach diesem Schritt konnten die einzelnen Achtpole für die VAL aus dem Wafer ausgesägt werden. i) Bei den Ablenkereinheiten wurde vor dem Aus sägen auf der freigelegten Seite noch ein weiterer vorgefertigter Apertur-Abstandsscheibchen Waferstapel gebondet. j) Das Photo zeigt einen SOI Wafer mit entwickelter Lackmaske für VAL Achtpole vor dem DRIE Prozess (Herstellungsschritt c)). Zu sehen sind auch Hilfsstrukturen für das spätere Ausrichten des Wafers zum Pyrex Wafer vor dem Bonden. k) Geätzter Wafer mit Achtpolen für Ablenkereinheiten im Herstellungsschritt e). l) Fertigprozessierter Silizium Wafer mit Aperturen und Führungs- bzw. Schraubenlöchern. In diesem Stadium kann der Wafer entweder in einzelne Apertureinheiten zersägt oder auf einen strukturierten Pyrex Wafer gebondet werden.

5.6 Montage

Zur Kontaktierung der Multipole wurden Kupferstäbchen in dafür vorgesehene Aussparungen an den Multipolelektroden mit Silberleitkleber eingeklebt. An diese konnten später Kontaktdrähte gelötet werden. Die verschiedenen Bauteile wurden dann auf einer Trägerplatte mit Hilfe der Saphirführungsstifte übereinander gestapelt und mittels Kunststoffschrauben miteinander verspannt wie in 5.6.1 dargestellt. Anschließend mussten die 40 Elektroden der fünf Achtpole mit den Drähtchen des Steckkontaktes verlötet werden. Dabei musste darauf geachtet werden dass die Kupferstäbchen nicht zu heiß wurden, da sich sonst deren Klebeverbindung löste.

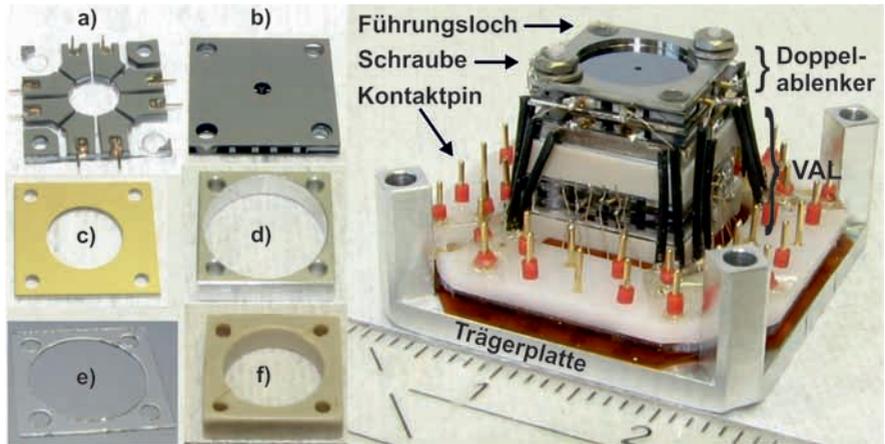


Abbildung 5.6.1: VAL Mikrosäule und ihre Einzelkomponenten: a) VAL Achtpol mit eingeklebten Kupferstiften zur späteren Kontaktierung. Zum Einkleben wurde Silberleitkleber benutzt. b) Ablenkereinheit ohne Kupferstifte. c) Vergoldete Apertur bzw. dünnes leitfähiges Abstandsscheibchen. d) Dickeres leitfähiges Abstandsscheibchen aus Edelstahl oder Aluminium. Diese Teile wurden meist ebenfalls vergoldet zur Verbesserung der elektrischen Kontakteigenschaften. e) Dünnes dielektrisches Abstandsscheibchen aus Glas. f) Dickeres dielektrisches Abstandsscheibchen aus PEEK. Die Einzelteile der Mikrosäule wurden mit ihren Führungslochern auf die Saphirstifte übereinander gestapelt und mit den Kunststoffschrauben auf der Trägerplatte verschraubt. Rechts ist eine fertig montierte und kontaktierte VAL Mikrosäule zu sehen. Im oberen Bereich der Mikrosäule befindet sich der Doppelablenker aus zwei Ablenkereinheiten. Im unteren Bereich ist die vergleichsweise große Variable Axis Lens mit ihren drei Achtpolen. Gut ersichtlich sind ihre feinen Kontaktierungsdrähtchen. Die Kontaktdrähte des Doppelablenkers sind (schwarz) isoliert um Überschlüge zu verhindern, da sie auf viel niedrigerem elektrischen Potential liegen als die der VAL Achtpole. Zum elektrischen Anschluss wurde ein spezieller Pinstecker mit 40 Kontaktpins gefertigt. Dessen Gegenstück befindet sich auf dem vier Achsen Positioniersystem des Testaufbaus (siehe 6.2).

Kapitel 6

Testaufbau

Im Rahmen dieser Arbeit stand leider keine für dieses Design geeignete Elektronenquelle zur Verfügung. Das System wurde deshalb in einem Philips XL30 Rasterelektronenmikroskop (REM) getestet, mit dem die Elektronenquelle praktisch simuliert wurde. Der Testaufbau ist in 6.0.1 konzeptionell veranschaulicht und in 6.0.2 sind der eigens für das REM angefertigte Teststeinschub sowie die Steuerelektronik des Aufbaus zu sehen. Sämtliche Module lassen sich über einen Rechner ansteuern. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des Testaufbaus vorgestellt.

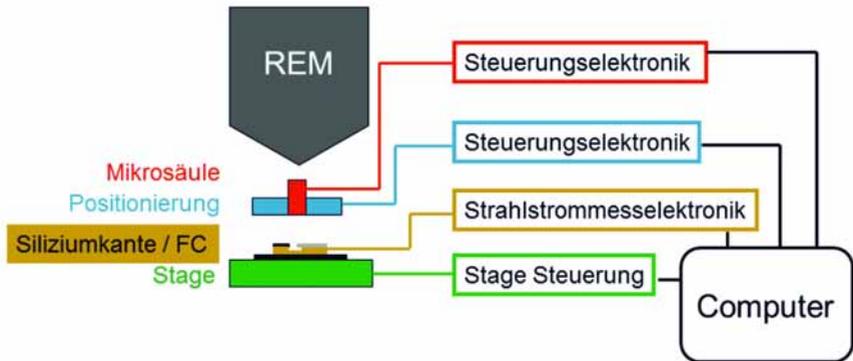


Abbildung 6.0.1: Struktur des Aufbaus für die Tests der VAL Mikrosäule im XL30 REM. Links sind die verschiedenen Komponenten und rechts die dazugehörige Elektronik aufgelistet, die über einen Computer angesteuert werden.

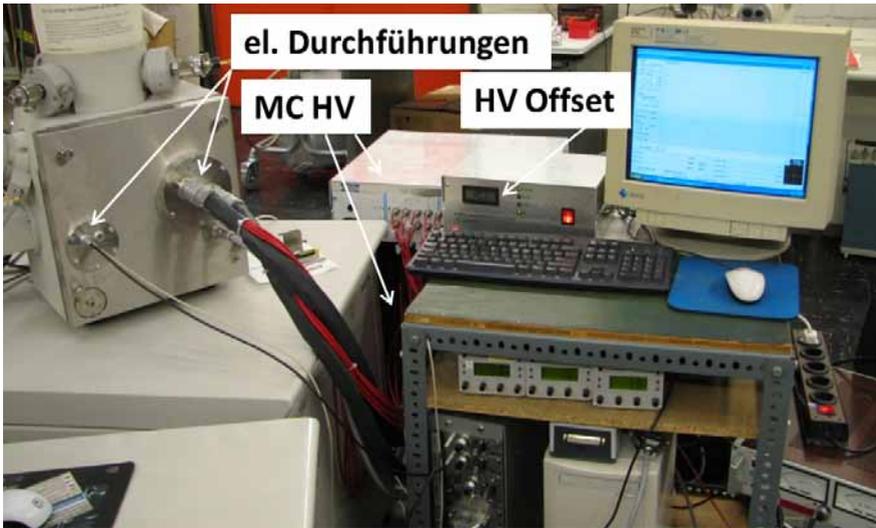


Abbildung 6.0.2: Testaufbau: Ersichtlich ist der Testeinschub im XL30 REM. Die linke elektrische Durchführung ist für die Messsignale und Stromversorgung des Vorverstärkers in der Vakuumkammer. Auf der rechten Seite des Einschubs sind zwei 20-polige Multipol-Hochspannungsdurchführungen für die VAL Mikrosäule und darunter die Durchführung der Signale für die Kleindiek Versteller. Im Hintergrund ist die 16 Kanal Hochspannungsversorgung für den Doppelablenker der Mikrosäule. Sie steht auf der 24 Kanal Hochspannungsversorgung für die VAL, die komplett auf ein elektrisches Potential zur Fokussierung des Elektronenstrahls gelegt werden kann. Dieses Offset-Potential wird von dem Hochspannungsmodul auf dem Computertisch erzeugt. Im oberen Bereich des Computertisches sind die drei Steuereinheiten für die Kleindiek Versteller und den Neigungstisch zu sehen. Links neben dem Steuercomputer befindet sich das Messgerät zur Aufnahme der Strahlstromsignale aus denen die Strahlgröße ermittelt wurden. Zur Aufnahme von Rasterbildern wurde dort das Signal des Everhart Thornley Detektors eingespeist. Auf dem Rechner liegt die FIFO Speichereinheit, die bei der Aufnahme von Rasterbildern aus der Datenübertragungsleitung zwischen dem Messgerät und dem Rechner genommen werden muss (siehe Abschnitt 6.5 auf Seite 69).

6.1 Das XL30 REM als Elektronenquelle

Bei der Vorbereitung des Philips XL30 Rasterelektronenmikroskop (REM) wurde festgestellt, dass der Elektronenstrahl laterale Bewegungen auf der Probe macht, obwohl keinerlei Ablenssignale vorgegeben werden (Spotmodus). Es konnte ermittelt werden, dass die Hauptfrequenz dieser Bewegun-

gen bei 50 Hz liegt, was eine Übertragung der Netzfrequenz über irgendeine REM-Elektronik nahelegt. Leider konnte die Ursache der Oszillationen nicht ermittelt werden und die Tests mussten mit den Störungen durchgeführt werden. Deshalb musste ein Verfahren zur Messung der Elektronenstrahlgröße gefunden werden, das diese Oszillationen toleriert (siehe Abschnitt 6.3.1 auf Seite 63).

Blende Ø [μm]	Strahlstrom [pA]						Strahl-Ø [nm]		
	Sp 1	Sp 2	Sp 3	Sp 4	Sp 5	Sp 6	Sp 1	Sp 2	Sp 3
25-30	1	5	54	44	83	93			140
50	3	15	166	133	253	283		97	162
100	10	52	530	465	890	1000	91	135	

Tabelle 6.1.1: Gemessene Strahlströme und Strahldurchmesser in Abhängigkeit von Blendendurchmesser und Spot-Settings bei 1 keV Elektronenenergie und einem Quellemissionsstrom von 121 μA . Durchmesser von Blende 1 war leider nicht bekannt, dürfte aber anhand der gemessenen Werte im Bereich von 25 bis 30 μm gelegen haben.

Zunächst wurde das REM qualifiziert hinsichtlich seiner Performance bei den Testparametern. Aufgrund der räumlichen Gegebenheiten des Testaufbaus lag die Quellebene der Mikrosäule ca. 20 mm unterhalb des letzten Polschuhs des REM. Für diesen Arbeitsabstand wurden die Strahldurchmesser, Strahlströme und die Strahlöffnungswinkel für verschiedene Blendengrößen und Spot-Settings bei der Testenergie von 1 keV ermittelt. Das XL30 verfügt über mehrere elektronisch einstellbare Spot-Settings sowie drei verschiedenen Blendengrößen, die sich mechanisch in den Strahlengang einbringen lassen. Über diese Einstellmöglichkeiten lassen sich die Spotgröße (Strahldurchmesser) und der Strahlstrom beeinflussen wie in Tabelle 6.1.1 ersichtlich. Um ausreichend Signalkontrast bei den Messungen zu haben wurde die Kombination aus Blende 3 (100 μm Durchmesser) mit Spot-Setting 2 gewählt. Diese lieferte bei 1 keV Strahlenergie ca. 135 nm Strahldurchmesser und rund 50 pA Strahlstrom. Der halbe Strahlöffnungswinkel bei dieser Einstellung wurde ebenfalls abgeschätzt aus den Messungen des Strahldurchmessers in mehreren Ebenen entlang der Strahlrichtung und ergab sich zu ca. 3,2 mrad. Dieser Wert liegt sehr nahe an dem theoretisch benötigten Quellstrahlöffnungswinkel von ca. 3,5 mrad für die Mikrosäule. Für die Breite der Energieverteilung des mit einem Schottky Emitter ausgestatteten XL30 kann ein typischer Wert von 0,5 bis 1,0 eV angenommen werden.

Der Testaufbau konnte aufgrund seiner räumlichen Ausdehnung nicht in der REM Kammer mit dem Original Einschub, auf dem sich der Positioniertisch mit Probenhalter befindet, untergebracht werden. Deshalb wurde speziell hierfür ein neuer Einschub für das REM gefertigt in dem auch die benötigten

elektrischen Vakuumdurchführungen integriert sind. Die Montagewinkel des Einschubs ermöglichten eine steife Anbindung der Stages und Aufbauten zur Positionierung der Mikrosäule bzw. der Siliziumkante die zur Bestimmung des Strahldurchmessers verwendet wurde.

6.2 Positionierung der Mikrosäule

Um das Testsystem gegenüber dem Strahl des REM zu positionieren wurde ein vier Achsen Positioniersystem entwickelt, das in Abbildung 6.2.1 dargestellt ist. Mit ihm konnte die Mikrosäule lateral zur Strahlrichtung positioniert sowie um zwei Achsen gekippt werden um eine parallele Ausrichtung entlang der Strahlrichtung zu ermöglichen. Aufgrund des limitierten Bauraumes in der REM-Kammer musste die Aufbauhöhe des Positioniersystems in Strahlrichtung so klein wie möglich gehalten werden. Basis des Positioniersystems ist ein kommerzieller Kleindiek LT3310xy zwei Achs-Positioniertisch (Stage) mit je 10 mm Fahrbereich. Dieser wird mit Piezomotoren nach dem Trägheitsprinzip (stick-slip) betrieben [73, 74]. Jede Achse kann damit in einem Coarse Mode verfahren werden, mit dem Positioniergenauigkeiten im Sub-Mikrometerbereich erreicht werden. Mit dem Feinmode, bei dem die Position über die spannungsinduzierte Auslenkung der Piezokristalle bestimmt wird, kann im Nanometerbereich positioniert werden. Um die Kleindiek Stage herum wurde ein Neigungstisch entwickelt, dessen zwei Achsen ebenfalls über Kleindiek Trägheitspiezomotoren angetrieben werden. Beim Design des Neigungstisches musste die Traglast der LT3310xy von maximal 100 g berücksichtigt werden. Durch eine kardane Anordnung der Drehlager liegen die beiden Drehachsen in einer Ebene. Befindet sich das zu positionierende Objekt in dieser Ebene, kann dessen Neigung unabhängig von den Achspositionen eingestellt werden, was sich im späteren Experiment als sehr vorteilhaft erwies. Die Neigungsbewegung wird über einen Hebel und der schiefen Ebene der Kegelhülse des Piezomotors aus dessen Linearbewegungen gewonnen. Durch die großen Übersetzungsverhältnisse können im Coarse Mode Betrieb des Piezomotors Neigungsschritte von unter $20 \mu\text{rad}$ gestellt werden bei einem Stellweg von über ± 3 Grad. Die Hebelübersetzung verhindert die Übertragung von seitlichen oder torsionalen Kräften auf die bewegten Kardanelemente und deren Führungen und verursacht dadurch kaum laterale Bewegungen des Objekts während der Neigungseinstellung. Diese Übersprechbewegungen bei der Neigungseinstellung konnten unter 500 nm gehalten werden. Dazu trug auch die Lagerung der Drehachsen über je zwei Kugeln mit einstellbarem Lagerspiel bei. Der gesamte vier Achsenaufbau wurde über einen Trägerwinkel an einen kommerziellen Mikro-Linearstellstisch M-112 der Firma Physik Instrumente (PI) montiert, mit der die Position der Mikrosäule mikrometergenau entlang ihrer optischen Achse in Strahlrichtung eingestellt

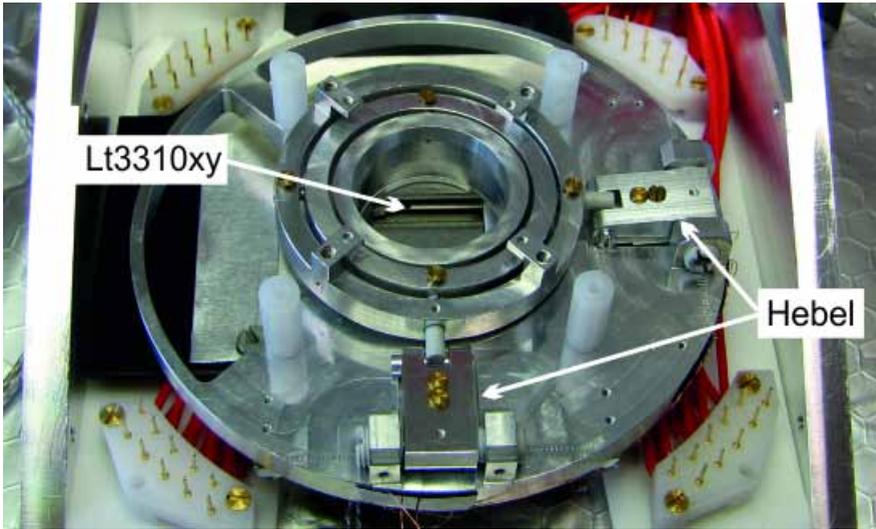


Abbildung 6.2.1: Vier Achsen Positioniersystem zum Positionieren der Mikrosäule im Strahlengang des REM. Der kommerzielle zwei Achs Lineartisch LT3310xy befindet sich unter dem eigengefertigten Neigungstisch. Ebenso die Piezomotoren, deren Längsbewegung über ihre Kegelförmige Außenhülle auf die Hebel übertragen wird. Sie stellen dadurch die Neigung des kardanischen Elements ein, auf dem die Mikrosäule befestigt wird. Die Rückstellkraft wird durch je eine Druckfeder erbracht.

werden konnte. Dieser gesamte Aufbau ermöglichte eine komfortable und optimale Positionierung der Mikrosäule im Strahlverlauf des XL30 REM.

6.3 Bestimmung des Strahldurchmessers

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Messverfahren zur Bestimmung der Elektronenstrahlgröße entwickelt, das auf einem intelligenten Substrat mit integriertem Verstärker beruht [75]. Dabei wird der Strahl über die Strukturen des Substrats geführt und die Strahlgröße anhand des gemessenen Strahlstromprofils ermittelt. Der Vorteil des Verfahrens liegt darin, dass auch ein statischer Elektronenstrahl vermessen werden kann, indem das Substrat mit Hilfe einer Stage unter dem Strahl bewegt wird. Mit diesem Verfahren lässt sich jedoch ein oszillierender Strahl, wie er bei dem Test-REM vorgefunden wurde, nicht vermessen. Der Durchmesser des Elektronenstrahls wurde deshalb über die knife edge Methode ermittelt [76, 77], mit der noch eine hinreichend genaue Größenbestimmung durch Mittelung über die oszillierenden Signalwerte möglich war. Bei diesem Messverfahren wird der Elektronenstrahl

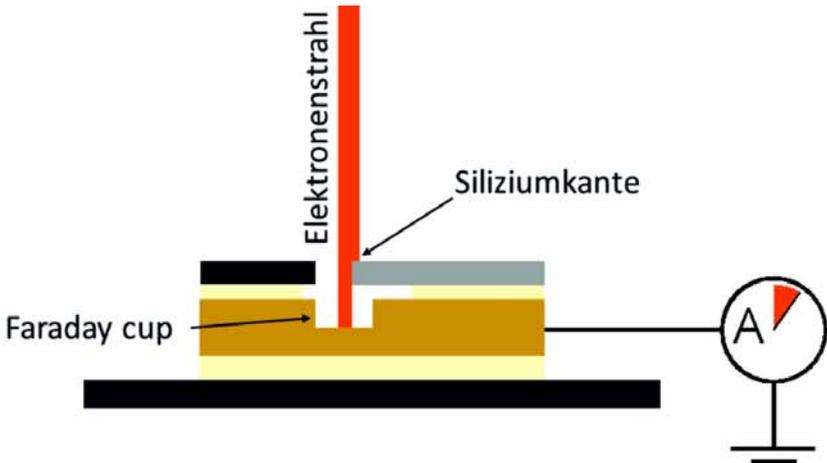


Abbildung 6.3.1: Knife edge Methode zur Bestimmung des Strahldurchmessers. Der Elektronenstrahl wird über eine Siliziumkante geführt. Dabei wird der Strahlstrom im Faraday Käfig unterhalb der Kante in Abhängigkeit von der Strahlposition gemessen. Die Wegstrecke zwischen Strahlpositionen, an denen 88 % bzw. 12 % des Gesamtstrahlstroms gemessen werden entspricht dem Strahldurchmesser mit 50 % des Gesamtstrahlstroms.

über eine scharfe Siliziumkante hinweggeführt. Unterhalb der Kante befindet sich ein Faraday Cup, in dem alle eintreffenden Strahlelektroden aufgefangen und über eine Elektronik gemessen werden. Wird der Elektronenstrahl über die Siliziumkante gefahren, so nimmt der gemessene Strahlstrom ab bis er schließlich komplett vom Siliziumsubstrat aufgefangen wird. Nimmt man eine gaußförmige Intensitätsverteilung im Strahlprofil an, so entspricht die vom Strahl in der Kantenebene zurückgelegte Strecke zwischen dem Strahlstromabfall von 88 % bis 12 % des Gesamtstrahlstroms dem Strahldurchmesser welcher 50 % des Strahlstromes gemäß der Definition aus Abschnitt 3.9 auf Seite 26 enthält. Um die kleinen Strahlströme, die für den vorliegenden Testbetrieb im Bereich von 10^{-11} Ampere liegen, auflösen zu können, wurde eine Vorverstärkerelektronik direkt unterhalb des Faraday Cups in der REM Vakuumkammer angesiedelt. Durch die Verstärkung der Messsignale unmittelbar am Ort ihrer Entstehung werden elektromagnetische Einstreuungen minimiert, die über lange Signalwege aus der Umgebung eingefangen werden können. Es handelt sich dabei um einen Strom-Spannungswandler mit einem Verstärkungsfaktor von 10^7 . Die verstärkten Spannungssignale wurden mit einer Koaxialleitung zur Vakuumdurchführung und von dort über eine doppelt geschirmte Triaxialleitung zur Verstärker- und Digitalisierungselektronik geleitet. Die gesamte Vorverstärker-Faraday Cup Anordnung kann-

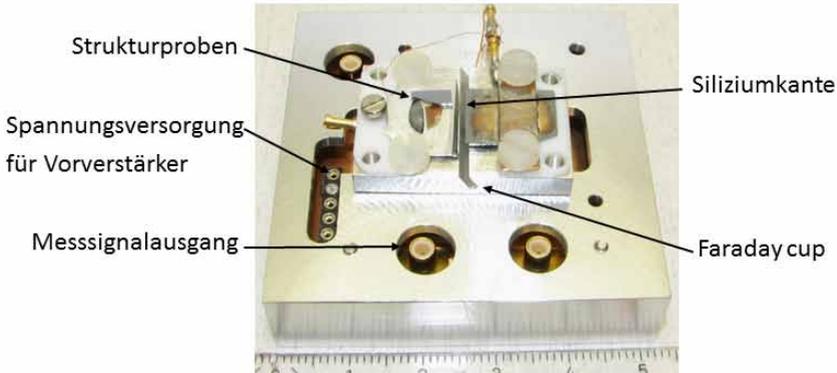


Abbildung 6.3.2: Vorverstärkergehäuse mit elektrischen Anschlüssen und aufmontiertem Faraday Cup mit Siliziumkante. Die Strukturproben für Visualisierungstests bestehen aus einer Zinnkugelprobe, einem Kupfernetz und einer Siliziumprobe mit lithographisch hergestellten Goldstrukturen.

te über die Probenstange in den drei Raumrichtungen positioniert werden. Die laterale Positionierung erfolgte mit sub-Mikrometer Genauigkeit über einen kommerziellen Kleindiek LT6820 zwei Achs-Positioniertisch in einem $20 \times 20 \text{ mm}^2$ Fahrbereich. Dies ermöglichte die Messung des Strahldurchmessers der Mikrosäule auch im abgelenkten Zustand. Des Weiteren konnten alternativ die Strukturproben in den Rasterbereich gefahren werden. Die Positionierung in Strahlrichtung erfolgte wiederum über einen Mikro-Linearstell Tisch M-112 der Firma Physik Instrumente. Damit konnten die unterschiedlichen Höhen der Strukturproben ausgeglichen und bei Bedarf auch unterschiedliche Arbeitsabstände eingestellt werden.

Zur Vermessung des Elektronenstrahls wurde ein Linescan mit einer voreingestellten Strecke innerhalb von 1024 ms über die Siliziumkante geführt. Der „krumme“ Zeitwert rührt aus den vorgegebenen Einstellungsmöglichkeiten des REM. Bei der Strahlstrommessung mit dem Faraday Cup wurde die Messelektronik bei einer Samplefrequenz von 23 kHz betrieben [75]. Der Scan wurde immer über die REM Ablenker ausgeführt, nicht über die der Mikrosäule. Die voreingestellte Scanstrecke richtete sich nach der Größenordnung des zu messenden Strahldurchmessers und reichte von 477 nm für Strahlgrößen im 100 nm Bereich bis zu einigen Mikrometern für Strahlgrößen im Mikrometer Bereich. Dem aufgenommenen Strahlstromprofil des Linescans

über die Siliziumkante mit zeitlicher Abhängigkeit kann somit eine Wegabhängigkeit zugeordnet werden und der Scanweg mit dem Strahlstromabfall von 88 % bis 12 % des Gesamtstrahlstroms entspricht somit dem gesuchten Strahldurchmesser. Abbildung 6.3.3 zeigt das Stromprofil eines Linescans über die Siliziumkante. Man erkennt die 50 Hz Oszillationen im Messsignal die von Schwingungen des REM-Elektronenstrahls herrühren. Durch eine Glättung mit einem FFT Fit (Fast Fourier Transformation) über 500 Messpunkte erhält man die geglättete rote Messlinie an der sich die Elektronenstrahlbreite ablesen lässt. Bei der FFT-Glättung werden alle Fourieranteile des Messsignals entfernt, die über der Abschaltfrequenz liegen, welche sich hier aus der Messfrequenz geteilt durch die Anzahl der Datenpunkte zu ca. 46 Hz ergibt.

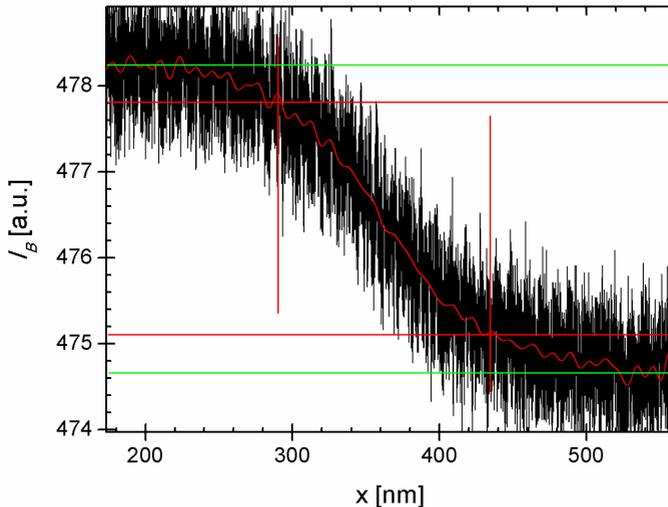


Abbildung 6.3.3: Stromprofil eines Linescans über die Siliziumkante. Das Messsignal (schwarz) des Strahlstroms im Faraday Cup zeigt die Schwingungen des REM Strahls. Dominant ist hier eine 50 Hz Schwingung, deren Ursache nicht geklärt werden konnte. Die rote geglättete Linie erhält man aus einem FFT Fit der Messsignale. Der Abstand der grünen Linien bezeichnet den gemessenen Gesamtstrahlstrom und die waagerechten roten Linien bezeichnen die 12 % und 88 % Niveaus des Strahlstroms. Der Abstand der Schnittpunkte dieser Niveaus mit dem geglätteten Signal entspricht dem Strahldurchmesser welcher 50 % des Strahlstroms enthält.

6.4 Steuerungselektronik für die VAL Mikrosäule

Das hier verwirklichte Design einer VAL Mikrosäule stellte höchste Anforderungen an die zum Betrieb nötige Steuerungstechnik. Neben den zwei Achtpolen des Doppelablenkers vor der Linse müssen auch die drei Achtpole der VAL angesteuert werden. Diese müssen zusätzlich noch das jeweilige Fokussierpotential besitzen. Das bedeutet die acht Spannungsversorgungs Kanäle eines Achtpols müssen neben den Spannungen zur Erzeugung des Dipolfeldes zusätzlich noch eine gemeinsame Offsetspannung im Bereich von 5000 V für die Strahlfokussierung bereitstellen. Für die gewünschte große elektrostatische Strahlablenkung sind verhältnismäßig hohe Ablenkspannungen nötig. Möchte man mit der VAL Mikrosäule deren eigene Grundfläche von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ abrastern können, so muss am spannungsintensivsten zweiten Ablenker eine Ablenkspannung von bis zu $\pm 400 \text{ V}$ anliegen (VAL_{3F}). Am Achtpol 1 der VAL ist ca. 30 % dieses Wertes nötig. Eine weitere Schwierigkeit stellt die gewünschte Auflösung dar. Um z.B. eine Auflösung von 50 nm zu erreichen benötigt man nach dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem [78] eine Schrittweite für den Elektronenstrahl beim Abrastern der Probe von maximal 25 nm um zwei Pixel pro Auflösungspunkt zu haben. Zum Abrastern obiger Grundfläche wären also mindestens 400000 x 400000 Schritte nötig, was eine Auflösung für die Ablenkspannung von 19 Bit pro Rasterrichtung bedeutet. Dazu kommt die Faktorisierung der Spannungen an den einzelnen Achtpolesegmenten wie in 6.4.1 dargestellt. Für eine genaue Darstellung des resultierenden Faktors von $\sqrt{2} - 1 = 0,414$ wären noch sieben weitere Bits nötig. Das Rauschsignal des Systems müsste dementsprechend im Bereich von 10^{-8} der maximalen Ablenkspannung liegen.

Relaxiert man diese Anforderung auf den Bereich eines Pixels, dürfte das Rauschen bis maximal 10^{-6} ansteigen. Kommerzieller Stand der Technik sind Spannungsversorgungen mit Rauschsignalen im Bereich von 10^{-5} bis 10^{-6} der Maximalspannung. Nichtkommerziell wurden zum Zeitpunkt dieser Arbeit bis zu 10^{-8} erreicht. Bei der vorliegenden Anwendung kommt als weiterer erschwerender Punkt hinzu, dass die Ablensignale nicht statisch anliegen, sondern kontinuierlich zum Abrastern der Probenfläche zwischen den voreingestellten Maximalwerten hoch- und runtergefahren werden. Dies sollte mit möglichst hohen Geschwindigkeiten möglich sein um hohe Scanfrequenzen zu ermöglichen.

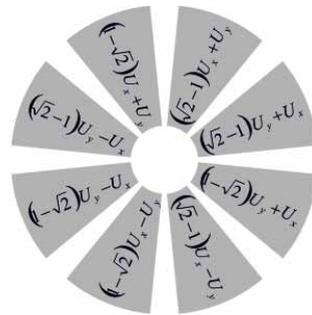


Abbildung 6.4.1: Faktorisierung der Spannungen an den Achtpolelektroden zur Erzeugung eines Dipolfeldes.

Möchte man die Mikrosäulengrundfläche mit oben genannter Auflösung in 100 Sekunden abrastern, wäre dazu eine Zeilenfrequenz von 4 kHz und eine Pixelfrequenz von 1,6 GHz nötig. Diese Pixelfrequenzen können mit verfügbaren schnellen Digital zu Analog Convertern (DAC) gefahren werden. Die Schwierigkeit liegt jedoch darin, die geforderte hohe Genauigkeit und hohe Geschwindigkeit zugleich zu erreichen, da diese beiden Eigenschaften bei Elektronik gegensätzlich sind. Eine weitere zu beachtende Größe, insbesondere bei Lithographiesystemen, sind noch Drifts innerhalb der Elektronik, z.B. aufgrund von Temperaturänderungen.

Um den Anforderungen in der Praxis möglichst nahe zu kommen wurde ein DAC gesucht, mit möglichst hoher Linearität, geringem Eigenrauschen und thermischem Driften bei möglichst hoher Geschwindigkeit. Die Wahl fiel auf den 16 Bit DAC AD5542 von Analog Devices. Um die Auflösung zu erhöhen wurden pro Kanal zwei AD5542 faktorisiert zueinander betrieben. Der Spannungshub des einen DAC war dabei pro Bitsignal 100-mal größer als das des anderen DAC. Somit konnte die Auflösung auf über 22 Bit gesteigert werden und lag bereits unter der Rauschgrenze des realen Systems. Bei der Auswahl aller Bauteile wurde auf niedrige Rauschraten und thermische Drifts geachtet, da eine Temperaturstabilisierung oder aktive Kühlung für die Testelektronik nicht vorgesehen war. Als Operationsverstärker kamen die OP27Z von Analog Devices zum Einsatz. Mit ihnen wurden die Signale der beiden DAC addiert und verstärkt.

Zur Erzeugung der Hochspannungssignale sind Operationsverstärker wie beispielsweise die PAXX Serie (z.B. PA95) von Apex verfügbar. Diese können Spannungsdifferenzen bis zu ± 500 V im Kiloherzbereich schalten. Der Nachteil dieser Verstärker ist jedoch ihr hoher Stromverbrauch im Bereich von einigen bis zu einigen zehn Watt pro Verstärker was ein aktives Kühlsystem unumgänglich macht, sowie ihre hohen Kosten. Deshalb wurde am Institut zur Erzeugung der hochfrequenten Hochspannung eine Optokopplerschaltung entwickelt. Diese besteht aus mehreren H11D1 Optokopplern, die parallel zu einer Widerstandsreihe zwischen einer Hochspannungsquelle und Masse in Reihe geschaltet sind. Dabei liegt das Ausgangssignal eines Optokopplers am Eingang des nächsten an. Auf der Steuerseite der Optokoppler liegt jeweils das von den Operationsverstärkern verstärkte Signal der DAC. Ist dieses Signal null oder negativ so sperren die Optokoppler und es liegt am Ausgang keine Spannung an. Ist das Steuersignal positiv so öffnen auch die Optokoppler und lassen jeweils einen entsprechenden Betrag der Maximalspannung durch. Die parallel verlaufende Widerstandskette sorgt dafür, dass der Spannungsabfall bei jedem Optokoppler gleich ist und schützt somit vor einer lokalen Überlastung. Die gleiche Anordnung wird dann noch mal für die negative Hochspannung benötigt um einen Spannungshub von der negativen zur positiven Hochspannung zu ermöglichen. Mit dieser Anordnung wurde es möglich hohe Spannungen mit relativ hohen Geschwindigkeiten zu schalten.

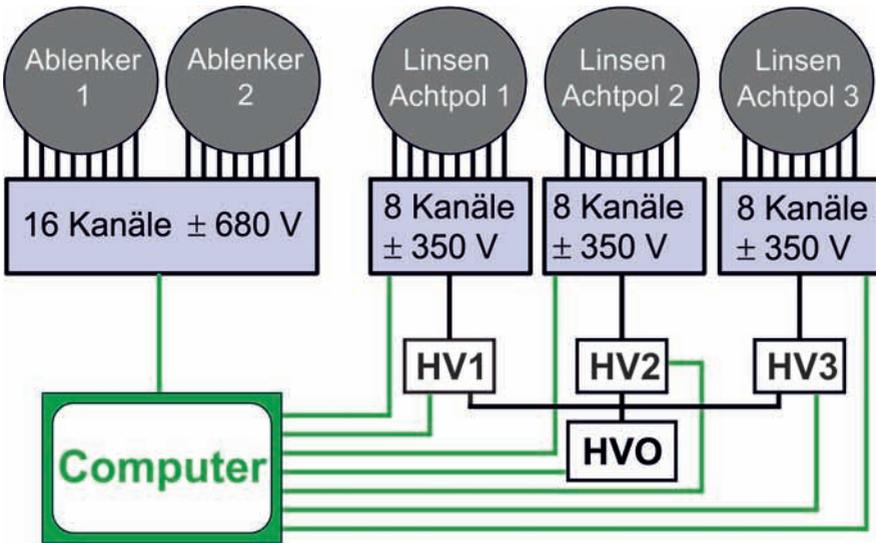


Abbildung 6.4.2: Blockschaltbild der Steuerungselektronik für die VAL Mikrosäule. Alle Leitungen, die Informationen vom Steuerrechner übertragen sind in grün dargestellt, alle spannungsführenden Leitungen in schwarz. Die Spannungen für die beiden Achtpole des Doppelablenkers beziehen sich auf Erdpotential. Die jeweils 8 Kanäle für die drei Achtpole der VAL befinden sich auf einem Grundpotential (HVO) plus einem jeweiligen Stellpotential (HV1 bis HV3) zur Fokussierung des Elektronenstrahls.

Ein Schaltplan dieser Elektronik findet sich in Anhang B auf Seite 103. Ein Testaufbau dieser Schaltung mit einem Spannungshub von ± 1000 V konnte mit einer Frequenz von 2 kHz betrieben werden. Das Systemrauschen betrug leider bis zu 5 mV was theoretisch eine hochfrequente Elektronenstrahlbewegung von 88 nm in der Messebene bei den hier gefahrenen Standardbedingungen zur Folge hat. Für die beiden Ablenker vor der VAL wurde ein 16 Kanalgerät basierend auf dieser Optokopplerschaltung verwendet, das für die Ansteuerung einer Mikrosäule mit Einzellinse [59] bereits realisiert wurde. Es liefert einen Spannungshub von über ± 680 V. Der kleinstmögliche Spannungsschritt beträgt 0,2 mV. Für die Achtpole der VAL mussten drei weitere Achtkanalgeräte gebaut werden, die jeweils komplett auf einem gegenüber Erde erhöhtem Potential arbeiten. Damit wird das zum Strahlfokussieren nötige elektrische Potential der VAL bereitgestellt. Hierfür wurde jedes Achtkanalgerät mit einem individuellen Spannungsnetzteil bis 2 kV ausgerüstet um die Potentialunterschiede der drei Achtpole zu realisieren. Die drei Einheiten wurden dann über ein gemeinsames Hochspannungsnetzteil auf ca. 4 kV Grundpotential gelegt. Die Fokussierspannung an einem

Achtpol ergab sich somit aus dem Grundpotential plus dem Potential des individuellen Netzteils. Da der Steuercomputer im verwirklichten Konzept die Stellwerte für jedes Pixel aller Kanäle berechnet konnte keine höheren Pixelfrequenz als 10 kHz erreicht werden. Zur Aufnahme von Bildern musste die Frequenz leider noch weiter reduziert werden, da der gewählte ADC einen großen Digital to Analog Glitch beim Nullspannungsdurchgang aufwies. Dadurch kam es zu einem großen Spannungsschwinger beim Übergang zwischen positiven und negativen Spannungen und folglich zu entsprechenden Verzerrungen im aufgenommenen Bild (geringfügig ersichtlich in Bild 7.2.2a auf Seite 78).

6.5 Die Steuerungssoftware

Der gesamte Testaufbau konnte über einen Standardcomputer mit Windows XP Betriebssystem angesteuert werden. Die Kleindiek Stages und Piezomotoren waren über RS232 Schnittstellen und die Stages von Physik Instrument über eine USB Verbindung mit dem Testrechner verbunden. Auf eine Softwareimplementierung der Mikrosäulenpositionierung sowie der z-Richtung der Probenstage wurde mangels Notwendigkeit im Testbetrieb verzichtet. Sie wurden manuell über die jeweils zugehörigen Steuereinheiten eingestellt. Die xy-Probenstage lässt sich über die Software referenzieren, parametrisieren (z.B. Geschwindigkeit einstellen) und auf die gewünschten Positionen fahren. Zusätzlich ist auch ein manuelles Verfahren möglich. Die Analog Digital Converter (ADC) der selbstgebauten Zweikanal Verstärkerelektronik zur Strahlstrommessung, sowie die Digital Analog Converter (DAC) der Mikrosäulensteuerelektronik wurden direkt über zwei Schnittstellenkarten PCITTL64IO von QUANCOM ausgelesen bzw. angesteuert. Der Zugriff auf die Schnittstellenkarten erfolgte über die herstellerseitig mitgelieferten Software-Module (Qlib32.dll) im sogenannten Memory-Mode. Hierbei erhält jede Schnittstellenkarte nach Initialisierung eine Basisadresse über die durch Lesen und Schreiben der nachfolgenden 64 Bit alle 64 Kanäle einer Karte manipulierbar sind. Der Memory-Mode ermöglicht einen schnelleren Zugriff, was für die serielle Kommunikation mit den ADC unabdingbar ist. Die maßgeblich von Jakob Marquard erstellte Software wurde mithilfe der integrierten Entwicklungsumgebung Borland C++Builder Version 5.0 in C++ erzeugt. Es wurde eine Software AD_Test.exe mit einer Reihe von Funktionen wie z.B. Erzeugung von Sägezahnspannungen oder individuelle Kanalkontrolle zum Testen, Fehlersuchen und Optimieren der Steuerungs- und Messelektronik sowie ihrer Schnittstellen geschrieben. Für die Ansteuerung der Komponenten und die Durchführung der Mikrosäulenqualifizierung wurde das Programm MC_Control_V2.exe (Microcolumn Control Version 2) entwickelt (siehe Abbildung 6.5.1). Es beinhaltet Funktionalitäten zur Be-

wegung der xy Probenstage, zur Fokussierung des Elektronenstrahls durch die VAL, zum Einlesen, Darstellen, Analysieren und Abspeichern von Signalen der Messelektronik und natürlich zur Erzeugung der Ablenkspannungen der Mikrosäulen Achtpole. Über die Messsignalerfassung parallel zur Erzeugung der Mikrosäulenraster-signale ist auch eine Bild-Scan-Funktion implementiert. Hier kann eine einstellbare Probenfläche Pixel für Pixel mit der Mikrosäule abgerastert und jeder Pixel mit einem Messsignal, z.B. vom Everhart Thornley Detektor des REM, verknüpft werden um ein Bild der Probenfläche zu erzeugen (siehe Abbildung 6.5.2). Zusätzlich wurde noch eine Stigmatorfunktion zur Korrektur des Strahlstigmatismus integriert. Die Ablenkspannungen in x und y Richtung können über die grafische Benutzeroberfläche eingestellt werden. Die individuellen Spannungen der einzelnen Segmente des ersten Achtpols werden dann nach den Faktoren in Abbildung 6.4.1 auf Seite 66 von der Software berechnet. Die Spannungen der restlichen Achtpole werden mit dem in der Benutzeroberfläche einstellbaren Faktoren multipliziert. Bei den Signalen des ersten Achtpols werden dann noch die Stigmator-signale aufaddiert. Diese 40 Bitwerte werden dann in die 80 Bitwerte für die zwei faktorisierten DAC je Achtpolsegment umgerechnet und über die PCITTL64IO an diese geschickt und ausgeführt. Somit ist dann eine bestimmte Strahlablenkung eingestellt. Im Bild-Scanbetrieb werden nach dieser Einstellung die Signale für die nächste Raster- bzw. Pixelposition berechnet und in die DAC geladen ohne jedoch das Ausführungssignal zu geben. Dann wird erst das Messsignal z.B vom REM Detektor der eingestellten Pixelposition eingelesen. Anschließend wird die neue Rasterposition ausgeführt und die nächste berechnet. Über diese Vorgehensweise wird die Einschwingzeit bis zu einer stabilen Strahlposition auf der Probe zum Errechnen und Laden der nächsten Strahlposition genutzt. Aufgrund des zeit-aufwendigen Rechenaufwands pro Pixel konnte nur eine Pixelfrequenz von ca. 10 kHz erreicht werden. Ein schnellerer Messrechner könnte hier noch beschleunigen. Um eine eindeutige Zuordnung der Messsignale zu den eingestellten Rasterpositionen sicherzustellen musste beim Bild-Scanbetrieb der FIFO Speicher des Messgerätes entfernt werden (First In First Out Speicher-puffer). Der FIFO Speicher wird bei der Bestimmung des Strahldurchmessers benötigt. Er stellt eine zeitliche äquidistante Aufnahme der Strahlstrommessung im Faraday Cup sicher. Diese Samplefrequenz war bei dem Messgerät auf ca. 20 kHz eingestellt. In Verbindung mit der Länge des Linescans, den der Elektronenstrahl in den 1024 ms bei einer Messung zurücklegt lässt sich daraus die Strahlgröße bestimmen (siehe auch Abschnitt 6.3 auf Seite 62).

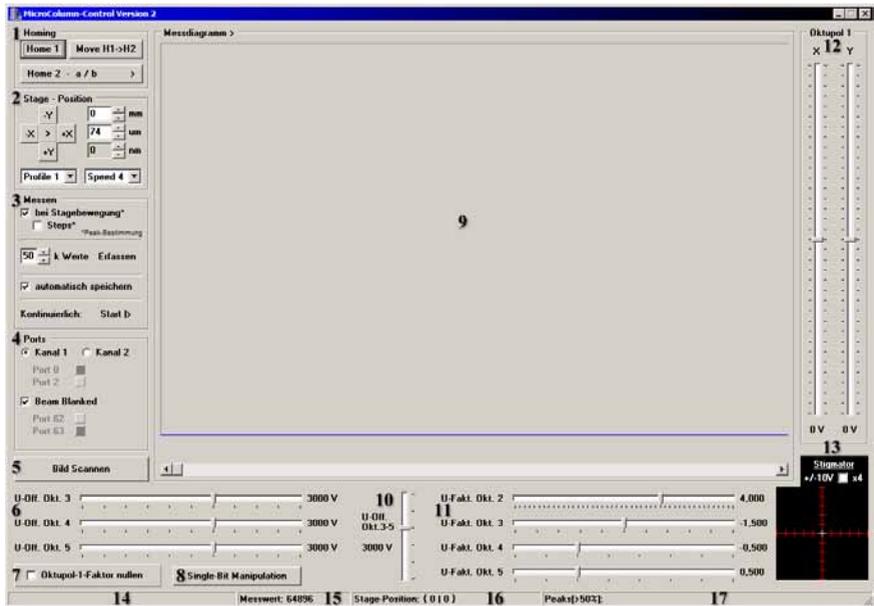


Abbildung 6.5.1: Benutzeroberfläche der Steuerungssoftware *MC_Control_V2*: (1) Homing-Funktion, die für die Verwendung des intelligenten Messsubstrats vorgesehen war [75] und hier leider keine Verwendung fand. (2) Manipulation der Stageposition: Die xy -Probenstage lässt sich nullen und um die eingestellte Distanz in vier Richtungen bewegen. Es können verschiedene Parametrisierungsprofile und Geschwindigkeiten ausgewählt werden. (3) Mess-Funktion: Hier kann kontinuierliches Messen oder die Anzahl der aufzunehmenden Messwerte eingestellt werden. Die Werte werden im Messdiagramm (9) angezeigt und können abgespeichert werden. Zudem besteht eine automatische Speicherfunktion. (4) Ports: Hier kann zwischen den beiden Messkanälen, über die das Messgerät verfügt, gewählt und der REM Beam-Blanker betätigt werden. (5) Bild Scannen: Hier kann das Bild-Scan-Fenster aufgerufen werden (Abbildung 6.5.2). (6) Fokussierpotentiale der drei VAL Achtpole. (10) Grundpotential der drei VAL Achtpole. Die Fokussierspannung pro Achtpol ergibt sich aus dem Grundpotential plus dem jeweiligen bei (6) eingestellten Wert. (11) Ablenkspannungsfaktor der Mikrosäulenachtpole relativ zum ersten Achtpol. (7) Oktupol-1-Faktor nullen: Die Ablensignale des ersten Achtpols können hier abgeschaltet werden. (8) Aufruf eines Fensters zur manuellen Bit-Einstellung für Tests und zur Fehlersuche (12) X-/Y-Steuerung: Hier kann die Ablenkspannung in X- und Y-Richtung für den ersten Achtpol eingestellt werden. Hieraus werden auch die Verhältnisse der anderen Achtpolspannungen errechnet. (13) Stigmator (14)-(17) Zusatz-Informationen: Hier erscheinen (von links nach rechts) Informationen zur Funktion von Steuerelementen, die sich unter dem Mauszeiger befinden, der Wert des Messpunktes unter dem Mauszeiger im Messdiagramm und die aktuelle Stageposition. [79]

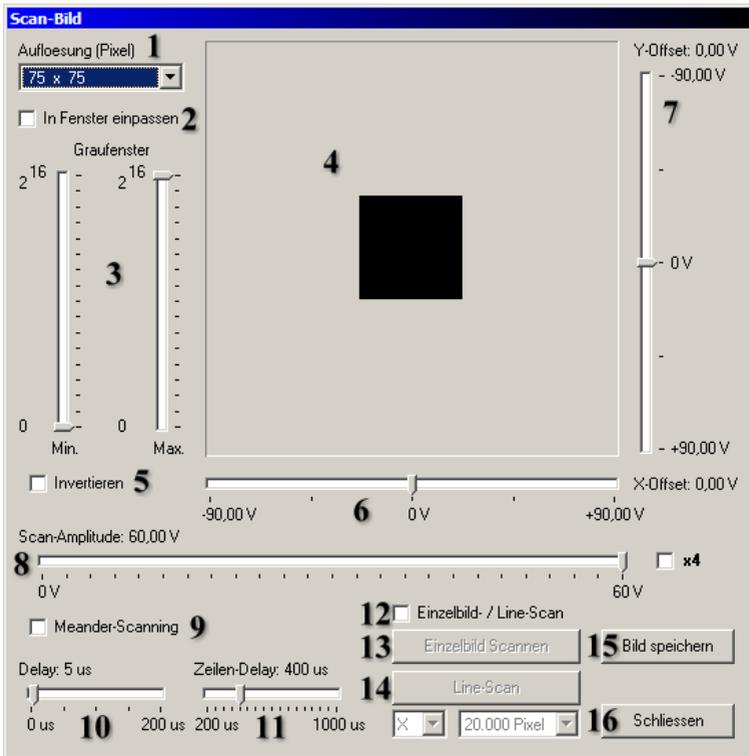


Abbildung 6.5.2: Benutzeroberfläche der Bild-Scanfunktion: (1) Einstellung der Auflösung auf 75 x 75, 150 x 150 oder 300 x 300 Pixel. (2) In Fenster einpassen: Die beiden geringeren Bildauflösungen werden auf 300 x 300 Bildschirmpixel vergrößert. (3) Graufenster: Definition des Messwertebereichs der als Grauwertebereich dargestellt wird (4) Bild: Hier wird das gerasterte Bild dargestellt. (5) Invertieren: Kontrastumkehr (6)/(7) X- und Y-Offset: Hier kann der zu scannende Bereich auf der Probe in X- und Y-Richtung verschoben werden. (8) Scan-Amplitude: Definiert die Rasterfeldgröße auf der Probe und somit die Mikroskopvergrößerung. Um bei kleinen Scanfeldern genügend Einstellempfindlichkeit zu haben wird für große Rasterfelder die Spannung mit der Option x4 vervierfacht. (9) Mäander-Scanning: Hier kann gewählt werden, ob das Bild zeilenweise immer von links nach rechts oder mäanderförmig gerastert wird. (10) Delay: Hier kann die Verzögerung zwischen der Strahlauslenkung (Ausführungsbefehl an den DAC) und Einlesen des Messwerts festgesetzt werden. (11) Zeilen-Delay: Zusätzliche Wartezeit vor Beginn einer neuen Zeile zur Vermeidung möglicher Artefakte, die durch den Strahlsprung vom Ende zum Anfang einer Zeile entstehen könnten. (12) Einzelbild-/Line-Scan: Beendet das kontinuierliche Bildscannen (13) Einzelbild scannen: Rastert ein neues Bild (14) Line-Scan in X- oder Y-Richtung mit der eingestellten Linienauflösung. (15) Bild speichern: Aktuelles Bild wird gespeichert. [79]

Kapitel 7

Tests

In diesem Kapitel wird zunächst beschrieben, wie die Mikrosäule im XL30 REM ausgerichtet und die Messungen vorbereitet und durchgeführt wurden. Es wurden Tests durchgeführt, bei denen die Mikrosäule mit VAL betrieben wurde und zum Vergleich Tests, bei denen die VAL wie eine Einzellinse betrieben wurde. Die Messergebnisse beider Betriebsmoden werden getrennt präsentiert. Die Analyse und Bewertung der Testergebnisse erfolgt im Kapitel 8.

7.1 Testablauf

Zunächst wurde das REM in den Testmodus gebracht. Dazu wurden der Einschub mit dem Testaufbau eingebaut und die Testparameter (1 keV Strahlenergie, Blende 3, Spot 3), sowie die Blendenlage korrekt eingestellt. Zur Einstellung der Neigung der Mikrosäule gegenüber dem Elektronenstrahl wurde an je zwei gegenüberliegenden Stellen entlang der x und y Achsen auf die erste Mikrosäulenapertur fokussiert. Anhand des jeweils vom REM angezeigten Arbeitsabstandes konnte die Verkipfung ermittelt werden. Diese wurde mit Hilfe des Neigungstisches so korrigiert, dass an allen vier Stellen der gleiche REM Arbeitsabstand auftrat. Die Arbeitslage der Mikrosäule relativ zum Polschuh des REM wurde über ihre z-Stage eingestellt. Diese Prozedur setzt allerdings voraus, dass die x und y Achsen der Mikrosäulenpositionierung senkrecht zum Elektronenstrahl verlaufen, was bei dem Aufbau nicht explizit sichergestellt war. Die Neigung der Mikrosäule relativ zum Elektronenstrahl konnte jedoch anhand der Koaxialität der Eintrittsaperturen der beiden Ablenker optisch überprüft werden nachdem die Mikrosäule mit der xy-Stage visuell anhand des REM-Bildes in die Mitte des Rasterfeldes gestellt wurde. Hier konnte die Lage der Siliziumkante bzw. der Testpro-

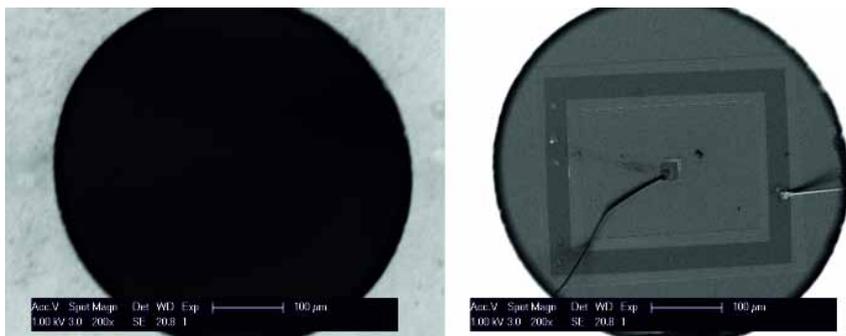


Abbildung 7.1.1: REM Betrieb: Im linken Bild ist die erste Aperturblende der Mikrosäule zu erkennen. Das REM ist dabei auf eine Ebene scharfgestellt, die ca. 1,35 mm vor der Blende liegt und der Quellebene der Säule entspricht. Deshalb ist der Blendenrand nicht ganz scharf zu erkennen. Auf dem rechten Bild ist die Fokussierspannung der Mikrosäule eingeschaltet. Dadurch wird die Rasterbewegung des REM auf die ca. 50 mm tiefer liegende Probenfläche vergrößert übertragen. Die Fokussierspannung der Mikrosäulenlinse sorgt dafür, dass der Elektronenstrahl in dieser Ebene wieder fokussiert ist und eine scharfe Abbildung der dortigen Strukturen erfolgt. In der Mitte ist ein Detektor zur Strahlgrößenbestimmung zu sehen [75]. Das Rechteck darum hat die Abmaße von 1,8 mm mal 1,2 mm. Der Everhart Thornley Detektor des XL30 wurde zur Bildaufnahme verwendet. Kontrast und Helligkeit des Detektorsystems wurden bei der Bildaufnahme jeweils optimiert, weshalb die Blende rechts sehr hell erscheint.

ben ebenfalls durch Scannen und Fokussieren auf diese durch die Mikrosäule hindurch über den dann angezeigten REM-Arbeitsabstand ermittelt werden. Mit der ermittelten Lage der ersten Mikrosäulenapertur und der bekannten Säulenlänge konnte so der gewünschte Arbeitsabstand von 38 mm zwischen Mikrosäule und Siliziumkante über die Probenstange eingestellt werden. Im nächsten Schritt wurde überprüft ob alle 40 Spannungskanäle an den einzelnen Multipolsegmenten anliegen und nicht eine Steckverbindung ohne Kontakt ist. Dazu wurden im REM Betrieb (das REM rastert die Probe ab und erzeugt über das Everhart Thornley Signal ein Bild) durch die Mikrosäule hindurch eine Probenoberfläche angeschaut. Über die Mikrosäulensteuerung ist es möglich manuell auf jedem einzelnen Kanal die Spannung zu verändern. Dadurch wird das REM Bild verzerrt und man hat so die Gewissheit, dass die Steuerung mit dem Multipolsegment verbunden ist. Anschließend wurde der Strahlfokus des REM über die Anzeige des Arbeitsabstandes auf die Quellebene der Mikrosäule eingestellt. Diese befindet sich bei der VAL 1,35 mm vor der ersten Apertur der Mikrosäule, was beim REM einem Ar-

beitsabstand von ca. 20 mm entsprach. Näher konnte die Mikrosäule im Testaufbau leider nicht an den Polschuh gebracht werden. Lässt man die REM Strahlrasterung weiter laufen und schaltet die Fokussierspannungen der VAL ein so wird die betrachtete Probe am REM Bildschirm wieder scharf dargestellt. Dieser Effekt ist in Abbildung 7.1.1 zu sehen. Die Ebene des REM Arbeitsabstandes entspricht der Quellebene der Mikrosäule und fungiert in dieser Betriebsweise praktisch als Zwischenbildebene des REM-Mikrosäulen-Gesamtsystems. Die Rasterbewegungen des REM werden dabei durch die Mikrosäule vergrößert auf die Probe übertragen. In diesem Betriebsmodus erfolgte nun noch eine Feinjustierung um den kleinstmöglichen Strahldurchmesser in der Siliziumkantenebene zu erreichen. Dazu wurde auf dem Kantensubstrat eine geeignete Struktur zum genauen Fokussieren und zur Korrektur des Astigmatismus betrachtet. Beim verwendeten Aufbau bot sich dazu der Silberleitkleber an, der dort zur Verbesserung des Massekontakts zum Siliziumsubstrat aufgebracht wurde. Der leicht zerlaufene Kleber bildete in der Nähe der Siliziumkante Segregationsstrukturen im benötigten Größenbereich mit gutem Kontrast. An diesen konnte unmittelbar vor den Messungen der Elektronenstrahl durch Anpassen der VAL Fokusspannung auf die Kantenebene fokussiert werden. Zur Korrektur des Astigmatismus wurde gewöhnlich der REM Stigmator benutzt, da er eine bessere Feinkorrektur bot und benutzerfreundlicher zu bedienen ist als der Stigmator der Mikrosäule. Nach diesen Vorbereitungen wurde die Siliziumkante mit Hilfe der Probenstage in die Mitte des Rasterbereiches gefahren und mit der REM Rasterung Linienscans über die Siliziumkante durchgeführt. Parallel dazu wurde das Strahlstromsignal des Faraday Cup unter der Siliziumkante aufgenommen, aus dem dann die Strahlgröße bestimmt wurde (siehe Abschnitt 6.3 auf Seite 62). Die Länge des Linienscans wurde am REM so gewählt, dass er in etwa zwei bis drei-mal dem Strahldurchmesser entsprach. Bei den Strahlgrößenmessungen im abgelenkten Zustand wurde zunächst ein markantes Objekt anvisiert, das mit der Probenstage in die Mitte des Rasterfeldes gebracht wurde. Dann wurde die Stage um den gewünschten Ablenkbetrag in die gewählte Richtung verfahren. Durch Anlegen der Ablenkspannung wurde der Scanbereich in die entsprechenden Richtungen verschoben bis das Objekt wieder in dessen Mitte erschien. Auf diese Weise konnte die für eine bestimmte Ablenkung notwendige Spannung bestimmt werden. Mit diesen Einstellungen wurden dann die Messprozeduren wie zuvor bei der Messung ohne Ablenkung durchgeführt. Der Vergrößerungsfaktor der Mikrosäule bei den jeweiligen Messzuständen konnte durch Vermessen bekannter Objekte ermittelt werden. Dabei wurde die REM Messfunktion genutzt.

7.2 Die Mikrosäule im VAL Betrieb

Die Mikrosäule wurde bei den Tests, soweit nicht anders angegeben, mit den optimalen Einstellungen betrieben, wie sie in Abschnitt 4.4 auf Seite 37 beschrieben, im Rahmen der Optimierung für den VAL Betrieb ermittelt wurden. Die Ablenkempfindlichkeiten für kleine Strahlauslenkungen um die optische Achse der einzelnen Ablenker sind in Tabelle 7.2.1 aufgelistet. Dabei wurde jeweils nur an einem der fünf Achtpole der Säule die Ablenkspannung angelegt. Die VAL Achtpole waren zusätzlich mit den Fokussierspannungen belegt. Die drei Achtpole der VAL haben aufgrund ihres größeren Innendurchmessers eine viel kleinere Sensitivität als die Ablenker vor der Linse. Der Mittlere besitzt die niedrigste Ablenkempfindlichkeit, weil er von den außenliegenden abgeschirmt wird. Der Ablenker 2 hat die größte Sensitivität, da er in Richtung der Linse durch eine größere Apertur nicht so stark abgeschirmt wird wie der erste.

	Ablenkempfindlichkeit [$\frac{\mu\text{m}}{\text{V}}$]	
	theoretisch	gemessen
Ablenker 1	9,9	12,0
Ablenker 2	16,4	17,0
VAL Achtpol 1	4,8	5,3
VAL Achtpol 2	2,8	3,1
VAL Achtpol 3	6,2	6,9

Tabelle 7.2.1: Ablenkempfindlichkeit der einzelnen Achtpole für achsnahe Strahlablenkungen. Die Auflistung der Ablenkeinheiten von oben her entspricht ihrer Lage in Strahlrichtung des Elektronenstrahls. Die Werte beziehen sich auf die Strahlablenkung pro jeweils angelegter Ablenkspannung während an allen anderen Ablenkern keine Ablenkspannung anliegt. An den VAL Achtpolen ist die Fokussierspannung immer an allen Elektroden angelegt und wurde bei der Ermittlung der Werte konstant gehalten.

In Abbildung 7.2.1 sind die gemessenen Strahldurchmesser sowie die unter den Testbedingungen theoretisch zu erwartende Strahlgröße über die Strahlablenkung aufgetragen. Die MEBS Rechnung für die ablenkabhängigen Strahlgrößen beinhaltet alle nicht dynamisch korrigierbaren Abbildungsfehler bis zur fünften Ordnung. Dynamisch korrigierbare Fehler wie z.B. Astigmatismus, Verzeichnung und Bildfeldwölbung wurden in der Rechnung auf null gesetzt. Für die Halbwertsbreite der Elektronenenergieverteilung wurde ein Wert von 0,5 eV angenommen. Die Strahlsonde wurde bei jeder Messung durch Anpassung der Fokussierspannung und der Astigmatismuskorrektur optimiert. Die Messbedingungen entsprechen somit denen der Rechnung. Die Fokussierspannung wurde über die Offsetspannung angepasst. Alle drei VAL Mittelelektroden wurden also um den gleichen Spannungsbetrag verän-

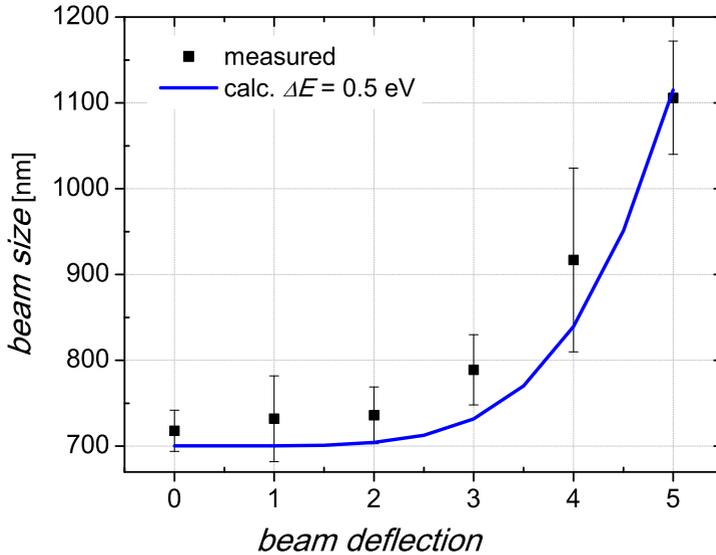


Abbildung 7.2.1: Erwartete (blaue Linie) und gemessenen Strahldurchmesser für die Mikrosäule im VAL Betriebsmodus. Die theoretischen Werte stammen aus einer MEBS Rechnung der noch die 5,17 fach vergrößerte 135 nm Elektronenquelle des Testaufbaus überlagert wurde (Energiehalbwertsbreite 0,5 eV). In der Rechnung wurden nur die nicht dynamisch korrigierbaren Aberrationen bis zur fünften Ordnung berücksichtigt. Bei den Messungen der Strahlgröße in Abhängigkeit der Ablenkung wurden bei jedem Messpunkt die Fokussierspannung und Astigmatismuskorrektur neu optimiert. Sie entsprechen somit den berechneten Bedingungen.

dert und behalten ihre Spannungsdifferenz zueinander bei. Da die durch die Elektronenquelle des REM simulierte Elektronenquelle bereits einen Durchmesser von ca. 135 nm hat und die Mikrosäule diesen um den gemessenen Faktor 5,17 vergrößert (theoretisch 5,12) ist der zu erwartende Strahldurchmesser im unabgelenkten Zustand bereits bei 700 nm. Bis zu einer Ablenkung von 2 mm steigt die Strahlgröße nur um 2,5 %. Erst bei noch größerer Strahlablenkung beginnt der Strahldurchmesser bis in den Bereich von 3 mm Ablenkung langsam und danach schneller anwachsend größer zu werden.

Trotz der ungünstigen Testbedingungen konnten mit dieser VAL Mikrosäule in einem Rasterfeld von $4 \times 4 \text{ mm}^2$ über 25 Megapixel mit maximal 800 nm Pixelgröße adressiert werden, wobei die erzielte Auflösung jedoch besser war wie an Rasterbildern von Zinnkügelchen in Bild 7.2.2 deutlich wird.

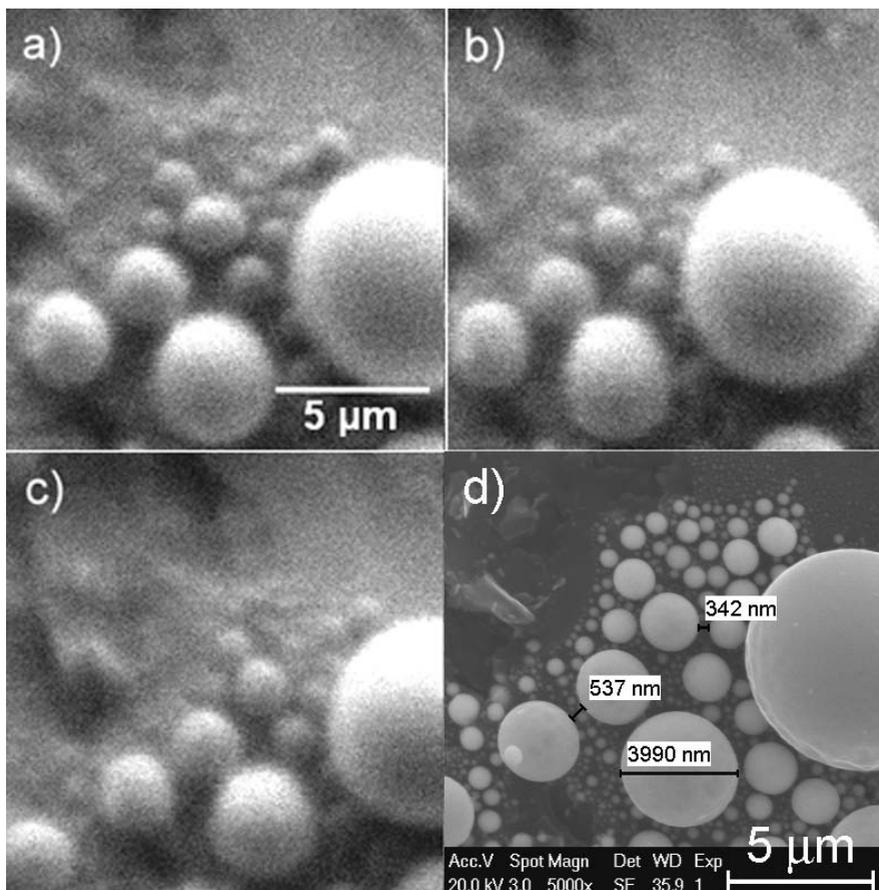


Abbildung 7.2.2: Rasteraufnahmen von Zinn Kugeln: Die Bilder a), b) und c) wurden mit der Mikrosäule im VAL Betriebsmodus aufgenommen (38 mm Arbeitsabstand und 1 keV Strahlenergie). Bei Bild a) liegt das Rasterfeld symmetrisch um die optische Achse der Mikrosäule. Bei Bild b) und c) liegt das Rasterfeld 3 mm bzw. 5 mm von der Systemachse der Mikrosäule entfernt. Bei jedem Scan wurde die Fokussierspannung und Astigmatismuskorrektur angepasst. Aufnahme d) wurde mit dem XL 30 REM vom gleichen Bereich der Testprobe gemacht zum Vergleich der Strukturen. In den Rasterbildern der Mikrosäule sind Strukturen erkennbar, die kleiner sind als der gemessene Strahldurchmesser. Zugleich stellt man eine nur geringe Abnahme der Auflösung mit der Strahlablenkung fest. Erst bei 5 mm Ablenkung ist ein deutlicher Effekt bei der Auflösung zu erkennen. Im Bild a) ist eine diagonal von links oben verlaufende Verzerrung zu erkennen. Sie wurde verursacht vom Digital to Analog Glitch der ADC beim Nulldurchgang der Ablenkspannungen (siehe Abschnitt 6.4 auf Seite 66).

Es können leicht Details erkannt werden, die kleiner sind als die gemessenen Strahlgröße per der hier verwandten Größendefinition (siehe Abschnitte 6.3 und 3.9). Die erste Aufnahme (Bild a) wurde in einem herkömmlichen Rastermodus aufgenommen, bei dem das Rasterfeld symmetrisch um die optische Systemachse liegt. Für die übrigen Bilder wurde das Substrat um 3 mm bzw. 5 mm von der Systemachse entfernt positioniert und das Rasterfeld der Mikrosäule mit Hilfe ihrer Ablenkeinheiten verschoben. Durch Vergleich mit einer Aufnahme der Testprobe vom XL30 (Bild d) lässt sich zeigen, dass auch Abstände zwischen Zinnkugeln mit der halben Elektronenstrahlgröße von ca. 350 nm noch erkannt werden können. Die Auflösung in den Bildern nimmt bei einer Verschiebung des Scanfeldes um 3 mm nur geringfügig ab. Erst bei größeren Ablenkungen ist eine deutlichere Reduzierung der Auflösung zu erkennen. Bei den Scans wurde jeweils die Fokussierspannung nachjustiert und der Astigmatismus über den XL30 Stigmator korrigiert, was bei den kleinen Rasterfeldern einer dynamischen Korrektur gleichkommt.

Die maximale Rasterfeldgröße der VAL Mikrosäule unter den Testbedingungen ergab sich zu ca. $6 \times 6 \text{ mm}^2$. Dies kann aus der Aufnahme 7.2.3 eines Metallnetzes mit einer Gitterperiode von 0,5 mm ermittelt werden. Man sieht auch die kissenförmigen Verzeichnungseffekte und Bildfeldwölbung, da bei der Aufnahme keine dynamische Korrektur durchgeführt werden konnte. In den Ecken des Rasterfeldes wird der Elektronenstrahl wieder in Richtung optischer Achse zurückgelenkt. Dies begründet sich in dem Umstand, dass die Elektronenstrahltrajektorie mit zunehmender Nähe zu den VAL Elektroden aufgrund des dortigen Feldlinienverlaufs des elektrostatischen Fokussierfeldes eine immer stärker werdende Ablenkkomponente in Richtung der Achse des Systems bekommt. Dies kann auch den Simulationen auf Seite 38 entnommen werden. Durch eine dynamische Korrektur wird dieser Effekt entschärft. Dabei würden Betriebsparameter der Mikrosäule wie Fokussierspannung, Astigmatismuskorrektur und Ablenkspannungen von der Strahlablenkung abhängig sein und immer optimal eingestellt werden. Auf diesem Weg können auch Fehler wie Verzeichnung und Bildfeldwölbung korrigiert werden. Da dabei auch die Fokussierspannung mit der Strahlablenkung abnimmt wie im Graphen 7.2.4 dargestellt, würde der dazugehörige Feldverlauf verändert und die Ablenkkomponente in Richtung der optischen Achse geschwächt. Somit würden noch größere Ablenkkfelder möglich. In den Tests konnten mit angepasster Fokussierspannung und Astigmatismuskorrektur Strahlablenkungen von über 7 mm erreicht werden. Die Auflösung sank bei so großer Ablenkung allerdings in den Mikrometerbereich. Es wären jedoch Scanfelder von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ möglich und die VAL Mikrosäule könnte ein Gebiet abrastern, das größer als ihre eigene Baugrundfläche ist. Eine Matrix aus vielen solcher Mikrosäulen könnte somit eine entsprechend große Fläche nahtlos abrastern.

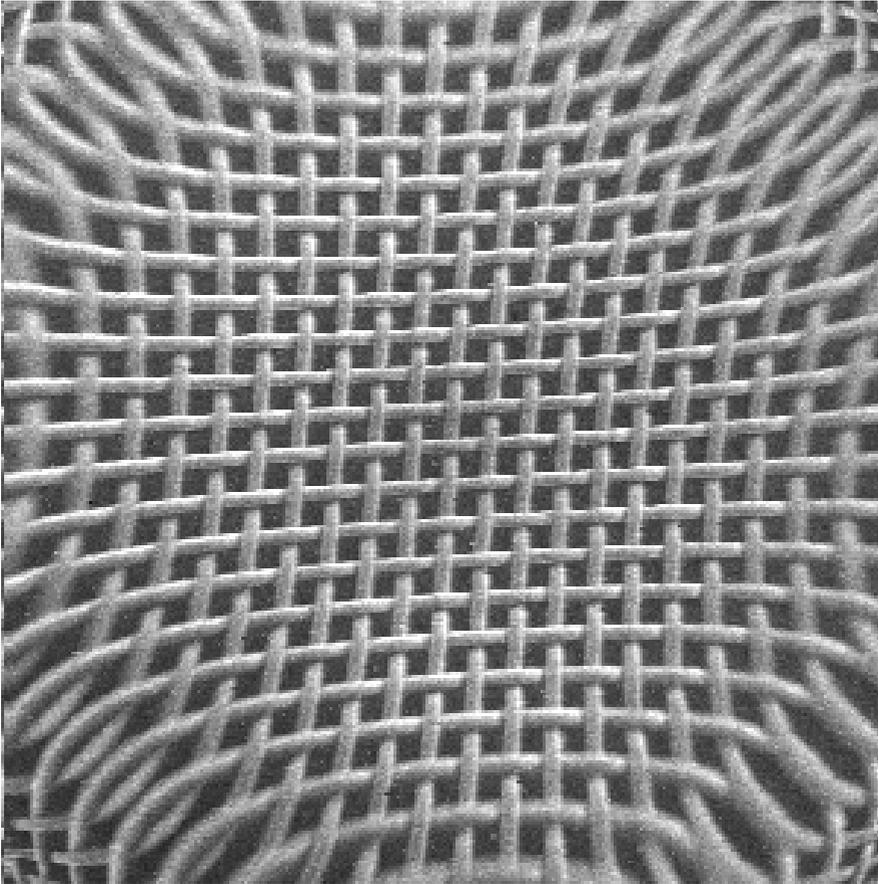


Abbildung 7.2.3: Rasteraufnahme eines Metallnetzes mit einer Gitterperiode von 0,5 mm: Das Bild zeigt die maximale Rasterfeldgröße von ca. $6 \times 6 \text{ mm}^2$, die die VAL Mikrosäule ohne dynamische Korrektur erreichen kann bei 38 mm Arbeitsabstand und 1 keV Strahlenergie. Die dabei entstehende kissenförmige Verzeichnung und Bildfeldkrümmung könnte durch dynamische Korrektur behoben werden. In den Ecken des Rasterfeldes ist die Trajektorie des Elektronenstrahls bereits so nah an den Elektroden der VAL, dass er aufgrund des dortigen Verlaufs des elektrischen Fokussierfeldes wieder in Richtung Säulenachse abgelenkt wird. Dieser Effekt würde ebenfalls durch dynamische Korrektur gemildert und das Rasterfeld dabei erweitert.

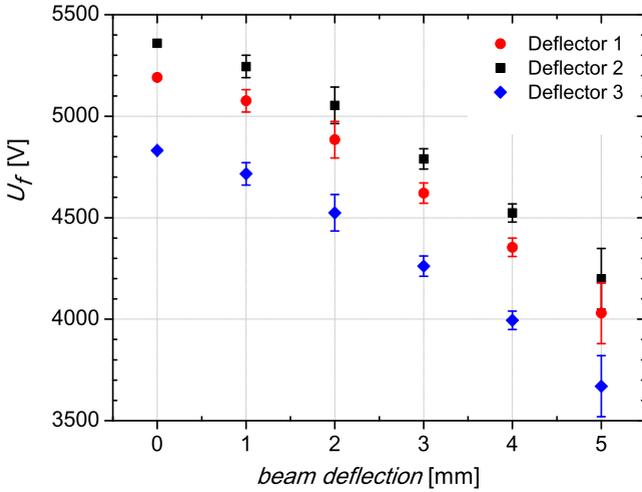


Abbildung 7.2.4: Fokussierspannung an den VAL-Achtpolen in Abhängigkeit von der Strahlablenkung. Die Spannung wurde beim dynamischen Fokussieren an allen Elektroden um den gleichen Betrag gesenkt. Die Nummerierung der Achtpole entspricht ihrer Position in Flugrichtung der Elektronen.

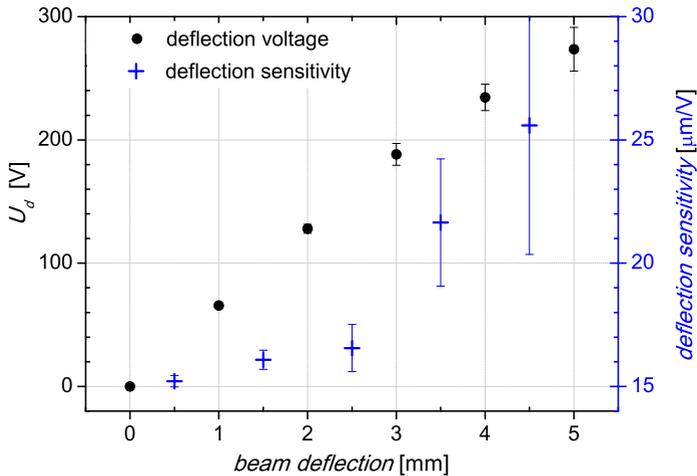


Abbildung 7.2.5: Ablenkspannung und Ablenkempfindlichkeit: Die nötige Ablenkspannung für eine 1 mm Strahlablenkung nimmt mit größer werdender Auslenkung ab. Dies schlägt sich in einer entsprechenden Zunahme der Ablenkempfindlichkeit nieder. Dieses Verhalten wird durch die Anpassung der Fokussierspannung bei den Messungen verursacht (siehe Kapitel 8).

Durch die Variation der Fokussierspannung mit der Ablenkung verändert sich auch die Ablenssensitivität der Mikrosäule. Diese wurde ablenkabhängig ermittelt aus den Differenzen der Ablenkspannungen zwischen den einzelnen 1 mm entfernten Messpunkten. In der Darstellung 7.2.5 sind die Sensitivitäten deshalb auf die halbe Strecke zwischen den Messpunkten bezogen. Die Ablenkabhängigkeit der Sensitivität führt dazu, dass der vier bis fünf Millimeter abgelenkte Elektronenstrahl in der Rasterebene eine $25,6 \mu\text{m}$ lange Strecke pro angelegtem Volt Nominalablenkspannung an Ablenker zwei (siehe Abbildung 4.4.1 auf Seite 38) zurücklegt, während es im Bereich der Säulenachse nur $15,2 \mu\text{m}$ sind. Dieser Effekt schlug sich auch in den Vergrößerungsmaßstäben der Rasterfelder nieder, die an den verschiedenen Messstellen gemessen wurden und in Abbildung 7.2.6 dargestellt sind. Die Abbildung der Strahlrasterbewegung des XL30 REM in der Quellebene der Mikrosäule auf deren Arbeitsebene änderte ihren Vergrößerungsfaktor in Ablenkrichtung

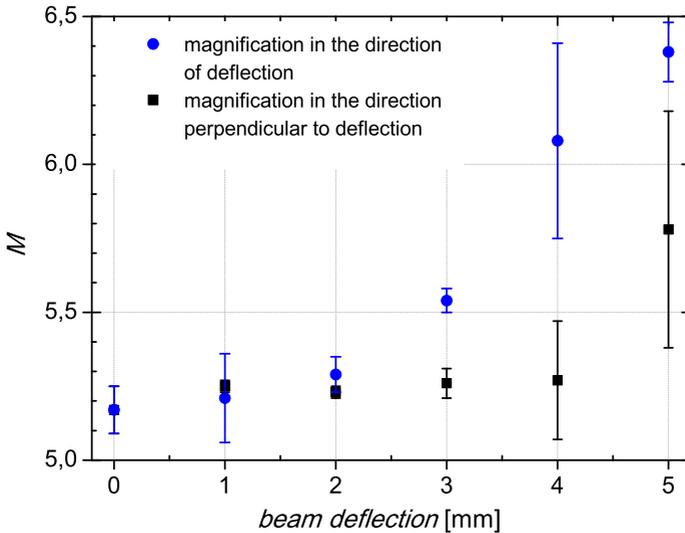


Abbildung 7.2.6: Vergrößerungsfaktor der Mikrosäule: Die Rastersignale des REM in der Mikrosäulenquellebene werden über die Mikrosäule auf deren Arbeitsebene vergrößert. Die Vergrößerung in Richtung der Ablenkrichtung steigt mit der Strahlablenkung an, was sich über die dynamische Anpassung der Fokussierspannung erklären lässt. Senkrecht zur Ablenkrichtung bleibt die Vergrößerung hingegen bis zu einer Ablenkung von ca. 4 mm auf der Arbeitsebene konstant. REM Bilder, die durch die Mikrosäule hindurch gerastert werden während die Mikrosäule den Strahl ablenkt werden also verzerrt dargestellt. Dabei legt der Strahl auf der abgerasterten Probe in Ablenkrichtung eine größer Strecke zurück als senkrecht dazu.

mit der Ablenkung, während der Faktor für die Rasterbewegung senkrecht zur Ablenkrichtung zunächst unverändert blieb. Die Rasterbilder werden dadurch verzerrt dargestellt. Über 4 mm Ablenkung wurde auch ein Anstieg der Vergrößerung in der Richtung senkrecht zur Strahlablenkung beobachtet. Da dies nur an einer Messposition und zudem mit hoher Streuung in den Messwerten gemessen wurde, kann nicht beurteilt werden ob es sich hier wirklich um eine reale Eigenschaft der Mikrosäule handelt.

7.3 Die Mikrosäule im Einzellinsenbetrieb

Für den Einzellinsenbetrieb wurden die Rastersignale der VAL Achtpole abgeschaltet und sämtliche VAL Polesegmente auf die gleiche Fokussierspannung von ca. 5200 V gelegt. Die VAL verhält sich in diesem Betriebsmodus wie eine herkömmliche Einzellinse mit gleichen geometrischen Dimensionen. Die Dreiteilung der Mittelelektrode ergab in Simulationsrechnungen nur vernachlässigbare Abweichungen zu einer Einzellinse mit einer entsprechend großen Mittelelektrode. Die relative Stärke des ersten zum zweiten Ablenker vor der Linse wurde eingestellt auf den optimierten Wert von 0,28 der sich aus den Simulationen aus Abschnitt 4.4 auf Seite 37 ergab. Der gemessene und theoretisch erwartete Strahldurchmesser in Abhängigkeit von der Ablenkung ist

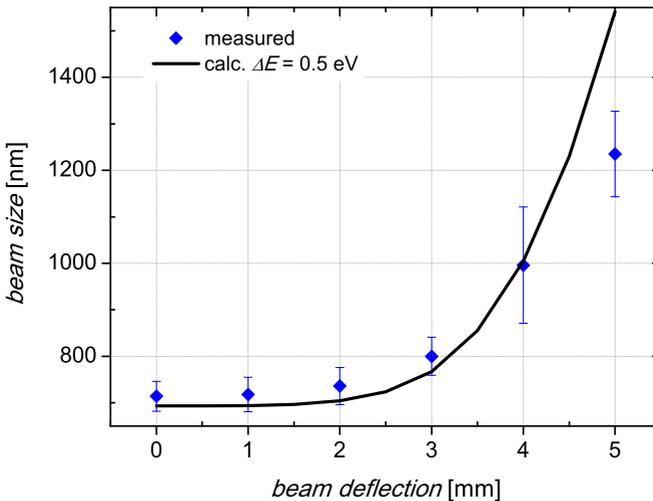


Abbildung 7.3.1: Gemessene und theoretisch erwartete Strahldurchmesser der Mikrosäule im Einzellinsenbetrieb. Bei der theoretischen Berechnung der Strahlgröße wurde für den Vergrößerungsfaktor der Säule der gemessene Wert von 5,12 benutzt. Die Strahlgrößen im Einzellinsenmodus unterscheiden sich erst ab 4 mm Ablenkung signifikant von denen im VAL-Modus.

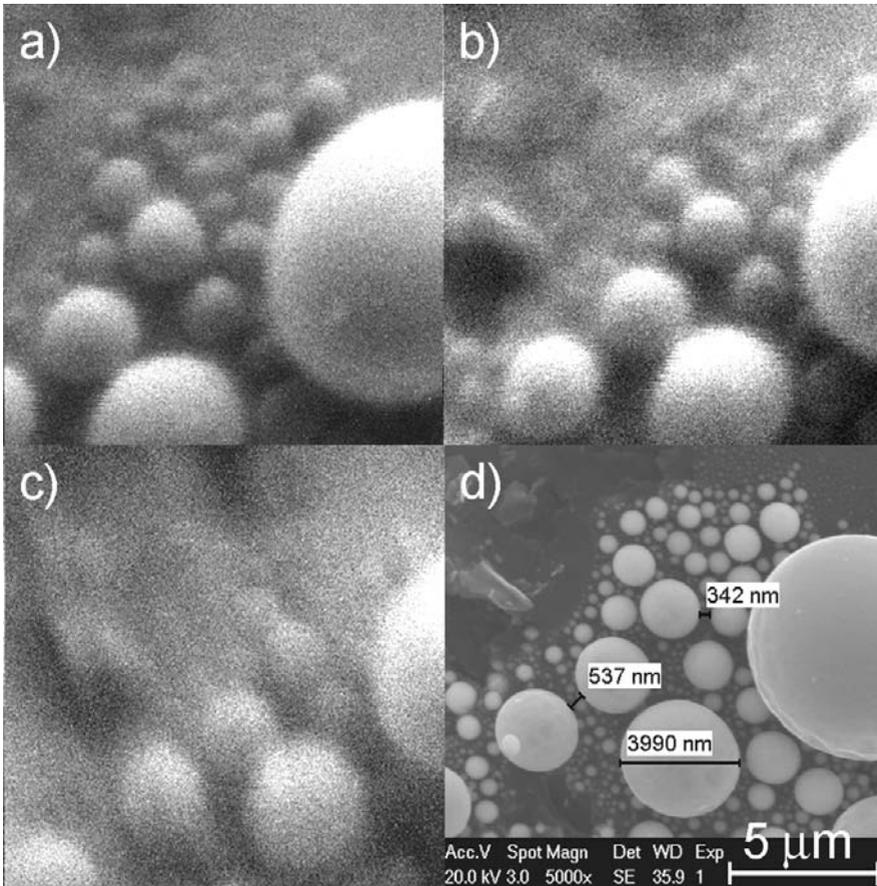


Abbildung 7.3.2: Die Rasteraufnahmen a) bis c) von Zinn Kugeln wurden mit der VAL Mikrosäule im Einzellinsenbetriebsmodus bei 38 mm Arbeitsabstand und 1 keV Strahlenergie aufgenommen. Das Rasterfeld a) lag dabei symmetrisch um die optische Systemachse der Mikrosäule. Man erkennt noch Abstände von Zinnkügelchen im Bereich von 350 nm. Für die Aufnahmen b) und c) wurde die Probe um 3 mm bzw. 5 mm von der Systemachse entfernt positioniert und das Scannfeld der Mikrosäule mit deren Ablenkern entsprechend verschoben. Bei jedem Scan wurde die Fokussierspannung und Astigmatismuskorrektur angepasst. Die Auflösung sinkt bei 3 mm Strahlablenkung nur geringfügig. Erst bei 5 mm Ablenkung ist eine deutliche Verschlechterung der Auflösung zu sehen. Aufnahme d) wurde mit dem XL30 REM vom gleichen Probenbereich aufgenommen zum Vergleich.

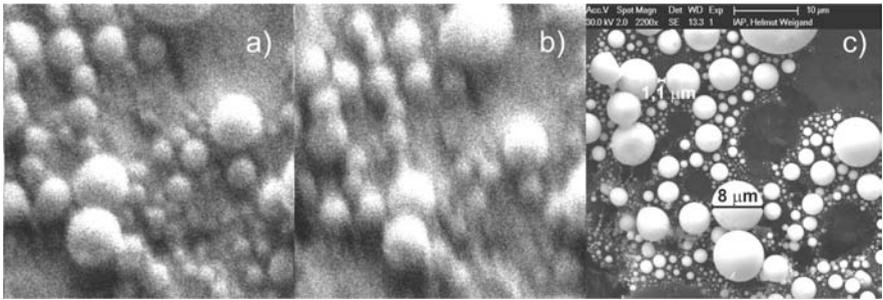


Abbildung 7.3.3: Die Rasteraufnahmen a) und b) wurden mit der Mikrosäule bei einer Strahlablenkung von 5 mm bzw. 7 mm aufgenommen und zeigen, dass mit dieser Mikrosäule Rasterfelder von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ adressiert werden können. Bei 7 mm Strahlablenkung sind noch Kugelabstände von ca. $1 \mu\text{m}$ erkennbar, wie man im Vergleich mit Aufnahme c) erkennt. Sie zeigt den gleichen Probenbereich aufgenommen mit dem XL30 REM.

in Abbildung 7.3.1 dargestellt. In der Berechnung der theoretischen Werte sind wieder alle nicht dynamisch korrigierbaren Aberrationen bis zur fünften Ordnung enthalten sowie die gemessene 5,12 fach vergrößerte 135 nm Quelle, als die der REM Elektronenstrahl dient. Die Messergebnisse stimmen bis zu einer Strahlablenkung von 4 mm sehr gut mit den erwarteten Werten überein. Bei 5 mm Ablenkung wurden kleinere Durchmesser gemessen als erwartet. Die Ursache dafür konnte nicht ermittelt werden. Auch in diesem Modus können wieder in den Rasterbildern der Abbildung 7.3.2 Strukturen erkannt werden, die viel kleiner sind als der Strahldurchmesser nach der Definition von Abschnitt 4.4.2 auf Seite 40. Bei Aufnahme a) liegt das Rasterfeld um die Systemachse der Mikrosäule, während für b) und c) das Rasterfeld um 3 mm bzw. 5 mm von der Achse verschoben wurde. Durch Vergleichen mit c) der XL30 REM Aufnahme des gleichen Probenbereiches erkennt man, dass bei a) noch Abstände von Zinnkugeln im 350 nm Bereich ohne Schwierigkeiten erkennbar sind. Dieser Wert entspricht ungefähr dem halben gemessenen Strahldurchmesser auf Achse. Auch wenn das Rasterfeld der Mikrosäule um 3 mm von ihrer Achse verschoben wurde, sinkt die Auflösung leicht. Erst bei 5 mm Strahlablenkung ist eine deutliche Verschlechterung der Auflösung zu erkennen. Dass die Strahlablenkung noch weiter getrieben werden kann zeigt Abbildung 7.3.3. Dort ist das Rasterfeld bis zu 7 mm von der Achse entfernt und die Mikrosäule kann immer noch Bilder generieren, wenngleich natürlich die Auflösung weiter sinkt. Kugelabstände von $1,1 \mu\text{m}$ sind aber noch erkennbar. Damit kann die Mikrosäule auch mit Einzellinse Rasterfelder von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ adressieren und eine Fläche abrastern, die ihrer eigenen Grundfläche entspricht. Dazu ist jedoch eine dynamische Anpassung der Betriebsparameter wie z.B. der Fokussierspan-

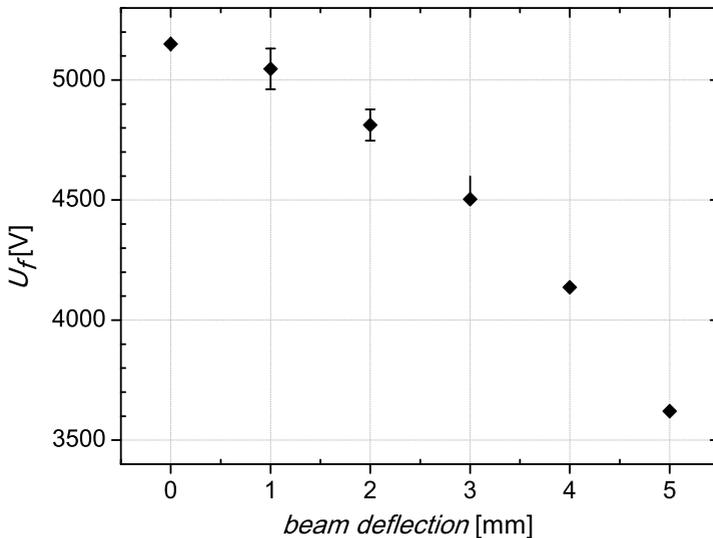


Abbildung 7.3.4: *Ablenkhangigkeit der Fokussierspannung im Einzellinsen Betriebsmodus.*

nung in Abhängigkeit der Strahlablenkung notwendig. Diese sinkt von ungefähr 5150 V für den Strahlverlauf auf der Säulenachse bis auf ca. 3200 V bei 5 mm Strahlablenkung wie in Abbildung 7.3.4 ersichtlich. Auch im Einzellinsenbetriebsmodus zeigt sich eine Variation der Ablenkempfindlichkeit in Ablenkrichtung. Sie wurde aus den Differenzen der Ablenkspannung zwischen den einzelnen Messpunkten ermittelt und im Graphen 7.3.5 zwischen die Ablenkpunkte gelegt. Die Ablenkempfindlichkeit ändert sich von $12 \mu\text{m}/\text{V}$ für kleine Rasterbewegungen um die Achse bis auf ca. $25 \mu\text{m}/\text{V}$ im Bereich von 4,5 mm Strahlablenkung. Analog steigt die Vergrößerung der Rastersignale in der Quellebene der Mikrosäule auf deren Arbeitsebene im Abstand von 38 mm mit der Strahlablenkung an. Während im Achsbereich der Vergrößerungsfaktor bei 5,17 liegt, wurde bei 5 mm Strahlablenkung ein Faktor von 6,7 für Strahlbewegungen parallel zur Ablenkrichtung gemessen. Für Strahlbewegungen senkrecht dazu bleibt die Vergrößerung hingegen konstant bis zu 4 mm Ablenkung. Dann wurde auch für diese Rasterrichtung ein Anstieg der Vergrößerung registriert, wie Abbildung 7.3.6 entnommen werden kann. Durch die richtungsabhängige Änderung der Vergrößerung werden die REM Bilder, die über das XL30 durch die Mikrosäule hindurch generiert werden, verzerrt dargestellt.

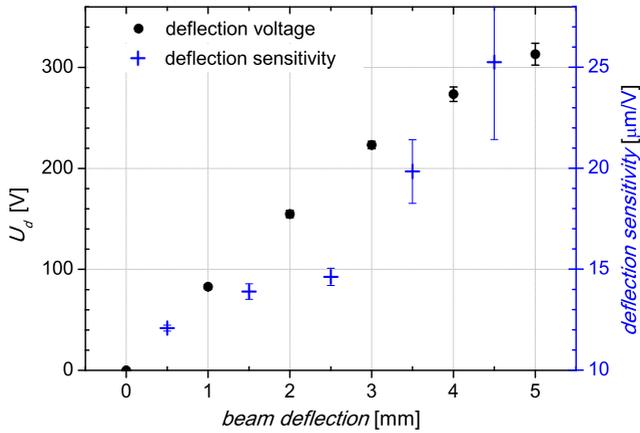


Abbildung 7.3.5: Ablenkspannung und Ablenkempfindlichkeit: Die Zunahme der Ablenkspannung verringert sich mit größer werdender Auslenkung, was sich in einer entsprechenden Zunahme der Ablenkempfindlichkeit widerspiegelt. Der Strahl legt pro angelegter Ablenkspannung bei 5 mm Ablenkung eine größere Strecke in der Rasterebene zurück als nahe der optischen Achse. Verursacht wird dieses Verhalten durch die dynamische Anpassung der Fokussierspannung bei den Messungen (siehe Kapitel 8 auf Seite 89).

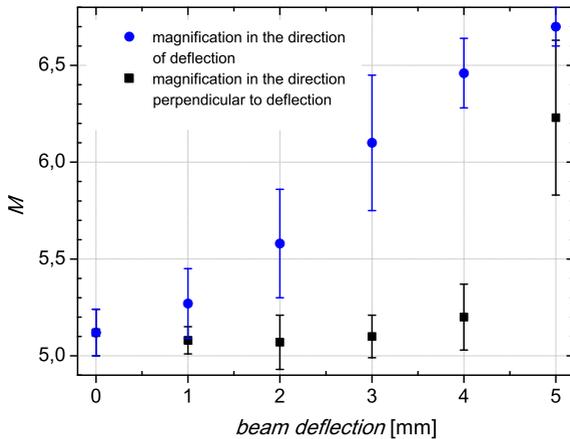


Abbildung 7.3.6: Vergrößerung der Mikrosäule im Einzellinsen Betriebsmodus. Die Vergrößerung in Richtung der Ablenkrichtung steigt mit der Strahlablenkung an, während sie senkrecht zu Ablenkrichtung zunächst konstant bleibt. Erst bei 5 mm Ablenkung wurde auch senkrecht zur Ablenkrichtung ein Anstieg der Vergrößerung gemessen. Das Verhalten hängt mit der Fokussierspannung zusammen, die bei den Messungen dynamisch korrigiert wurde (siehe Kapitel 8 auf Seite 89).

Kapitel 8

Analyse und Schlussfolgerung

Ziel dieser Arbeit war eine Mikrosäule mit großer Pixelanzahl zu entwickeln und zu untersuchen welchen Performancegewinn die VAL in dieser Hinsicht bringt. Im Vergleich der VAL zur Einzellinse zeigt die VAL wie erwartet den geringeren Anstieg der Sondengröße mit der Strahlablenkung. Die ablenk-abhängigen Aberrationen dritter Ordnung konnten mit Hilfe der VAL im Rahmen der Optimierungen signifikant gesenkt werden. Im Falle der transversalen chromatischen Aberration fast auf ein Zehntel des Einzellinsenwertes. Dennoch steigt die Strahlgröße bei Ablenkungen über 1 mm aufgrund der Aberrationen höherer Ordnung, die in der Optimierung nicht berücksichtigt wurden. Es zeigte sich, dass für eine sinnvolle Potentialausreizung der Mikrosäule die dynamische Korrektur der Betriebsparameter unabdingbar ist. Die VAL Vorteile werden überhaupt erst durch die dynamische Korrektur von Aberrationen sichtbar. Das Ziel eines großen Rasterfeldes mit vielen Pixeln konnte nur über eine Vergrößerung des Arbeitsabstandes erreicht werden. Bei großem Arbeitsabstand ist jedoch die chromatische Aberration der Mikrosäule linsenartunabhängig sehr hoch, wodurch sich bei der geringen Strahlenergie von 1 keV bereits ein sehr großer Beitrag zur Strahlgröße ergibt. Des Weiteren führt der große Arbeitsabstand zur fünf-fachen Vergrößerung der Quelle in die Rastersonde. Beide Effekte bewirken bereits ohne Strahlablenkung bei der untersuchten Mikrosäule eine Sondengröße, die für Elektronenmikroskope ungenügend ist. Dies könnte nur mit einem kleineren Arbeitsabstand verbessert werden, was aber wiederum auch kleinere Rasterfelder zur Folge hätte. Thomson hatte in seiner theoretischen Arbeit [5] über die Integration zusätzlicher elektrostatischer Ablenker in Linsen von Mikrosäulen ein System mit ca. 3 mm Gesamtlänge bewertet, das im gleichen Modus betrieben werden kann wie das hier vorgestellte (siehe

Abbildung 4.1.1). Arbeitsabstände von 1 mm bis 5 mm wurden betrachtet, wofür Strahldurchmesser von ca. 10 nm bis ca. 26 nm berechnet wurden. Die Scanfeldgröße stieg mit dem Arbeitsabstand von ca. $35 \mu\text{m}$ auf ca. $95 \mu\text{m}$ Seitenlänge. Als Kriterium für die Scanfeldgröße wurde ein maximaler Anstieg des Strahldurchmessers von 20 % in den Ecken des Feldes (maximale Strahlablenkung) definiert. Für die hier vorgestellte Mikrosäule wird ein Scanfeld mit über 30-mal größerer Kantenlänge bei 7,6 fachem Arbeitsabstand erwartet. Dieser Scanfeldzuwachs bedingt zwar auch einen fast dreimal größeren Strahldurchmesser, jedoch ist die Pixelzahl in diesem Scanfeld mit einem Gigapixel rund 75-mal größer als bei Thomsons System. Grundsätzlich zeigt sich, dass man immer einen Kompromiss aus großer Scanfläche und gewünschter Auflösung suchen muss.

Eine weitere Erkenntnis dieser Arbeit ist, dass mit zunehmendem Arbeitsabstand der Performancevorteil einer VAL gegenüber einer Einzellinse zumindest beim hier betrachteten nicht telezentrischen Betriebsmodus abnimmt. Dies wird deutlich, wenn man Thomsons Resultate mit den Ergebnissen dieser Arbeit vergleicht. Bei Thomsons Mikrosäule mit 1 mm Arbeitsabstand vergrößert sich die Seitenlänge der Scanfläche im VAL Betriebsmodus auf das 2,3 fache gegenüber der Einzellinse mit vorgeschaltetem Doppelablenker. Dabei wächst die Scanfläche auf den Faktor 5,4 an. Bei einem Arbeitsabstand von 5 mm vergrößert sich die Kantenlänge der Rasterflächen auf das 1,6 fache verglichen zur Einzellinse und die Scanfläche auf das 2,5 fache. In der hier realisierten Mikrosäule mit 38 mm Arbeitsabstand bringt der VAL Betriebsmodus nur noch einen Anstieg der Kantenlänge der Rasterfläche auf das 1,2 fache und der Scanfläche auf das 1,44 fache des Einzellinsen Betriebsmodus. Es erweist sich als Dilemma, dass zum Erreichen eines großen Scanfeldes ein großer Arbeitsabstand nötig ist, der VAL Vorteil dadurch aber reduziert wird. Für das hier untersuchte Design steht dem kleinen Gewinn an Rasterfläche ein sehr hoher Mehraufwand in der Herstellung und Betrieb der VAL gegenüber.

Das beobachtete Ansteigen der Ablenksensitivität mit der Ablenkung sowohl beim VAL- als auch beim Einzellinsenbetriebsmodus lässt sich über die Anpassung der Fokussierspannung mit der Ablenkung erklären. Durch das Senken der Spannung wird der Feldlinienverlauf der Linse flacher zur Achse und somit die Kraftvektoren welche die Elektronen in Richtung der Säulenachse beschleunigen kleiner. Da die Rückablenkung durch das elektrische Feld der Linse schwächer ausfällt ist weniger Ablenkspannung für die gleiche Strahlauslenkung nötig. Die Ablenksensitivität variiert auch bei nicht dynamisch angepasster Fokussierspannung über den großen Ablenkbereich. Wie man Abbildung 8.0.1 entnehmen kann, nimmt die Ablenksensitivität in diesem Fall jedoch ab, da die Winkel der Feldlinien mit zunehmendem Abstand zur Linsenachse steiler werden und die Beschleunigung der Elektronen in Richtung Achse zunimmt (siehe auch den Verlauf der Äquipotentiallinien

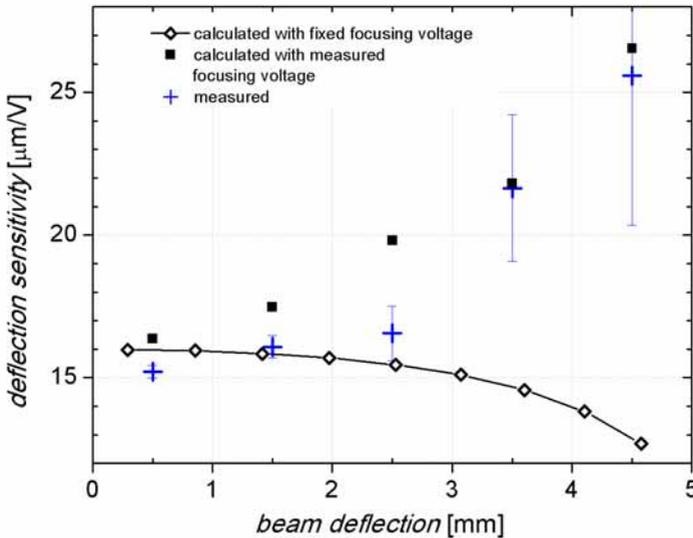


Abbildung 8.0.1: Änderung der Ablenksensitivität der VAL Mikrosäule mit der Strahlablenkung. Wird die Fokussierspannung bei der Strahlablenkung nicht verändert, so nimmt die Ablenksensitivität ab. Wird sie im Rahmen der dynamischen Korrektur reduziert, so steigt die Ablenksensitivität mit der Strahlablenkung an. Bei der Berechnung wurden die Fokussierspannungen zugrunde gelegt, die am System gemessen wurden (siehe Abbildung 7.2.4 auf Seite 81). Die gemessenen Sensitivitäten bestätigen, bis auf eine Abweichung zwischen 2 und 3 mm Ablenkung, das errechnete Verhalten.

in Abbildung 4.4.1 auf Seite 38).

Die Zunahme der gemessenen Vergrößerung der Mikrosäule mit der Strahlablenkung, wenn man mit dem REM durch die Mikrosäule hindurch eine Probenoberfläche abrastert, lässt sich ebenfalls durch die Anpassung der Fokussierspannung und der veränderten Feldlinienverläufe erklären. Die Ursache hierfür ist identisch mit der für den Anstieg der Ablenksensitivität verantwortlichen, wie eben beschrieben. Es konnte jedoch keine Erklärung gefunden werden für das abweichende Verhalten der Vergrößerung senkrecht zur Ablenkrichtung.

Hinsichtlich des Ziels eine Mikrosäule für große Scanfelder mit hoher Auflösung zu entwickeln, bleibt zu untersuchen, ob eine Optimierungsroutine unter Einbeziehung der Aberrationen fünfter Ordnung eine VAL Mikrosäulenkonfiguration liefern könnte, die einen geringeren Anstieg der Strahldurchmesser

mit der Strahlablenkung aufweist. In der durchgeführten Optimierung konnten schließlich die betrachteten Aberrationen dritter Ordnung praktisch eliminiert werden. Vielleicht würde eine erweiterte Optimierung bis zur fünften Ordnung noch eine weitere Verbesserung liefern.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Bei der Entwicklung einer Mikrosäule für große Scandfelder und Pixelanzahl wurde erstmals eine Variable Axis Lens in einer Mikrosäule experimentell realisiert. Ausgehend von Thomsons Vorschlag [5] einer Mikrosäule mit Doppelablenker vor einer Linse, deren drei Elektroden durch drei Achtpole ersetzt sind, wurde ein VAL System entwickelt, das auf eingangs erwähnte Eigenschaften ausgelegt ist. Um ein größeres Rasterfeld zu erreichen wurde der Arbeitsabstand auf den experimentell größtmöglichen Wert von 38 mm gesetzt. Mit Hilfe einer selbsterstellten Optimierungsroutine, die das finite Elemente Softwarepaket von MEBS zur Berechnung der Aberrationen bis zur dritten Ordnung nutzt, wurden die Geometrie und Betriebsparameter von VAL Mikrosäulen mit Doppelablenker auf kleine Strahldurchmesser bei großer Strahlablenkung hin optimiert. Die Elektronenenergie wurde dabei auf 1 keV festgesetzt und die Linsen immer im beschleunigenden Modus betrieben, da dieser grundsätzlich kleinere Aberrationen verursacht. Es wurden zwei Arten von VAL Mikrosäulen optimiert, die sich in der Geometrie der VAL und der Potentialbelegung der Achtpole unterschieden. Während das eine System an Thomsons Multipollinse angelehnt war, bei der nur der mittlere Achtpol mit der Strahlfokussierspannung belegt ist, wurde beim anderen System auf allen drei Achtpolen individuelle Fokussierspannungen angelegt. Die Performance der beiden Systeme war nahezu identisch. Sie haben einen annähernd symmetrischen Aufbau und bilden die Elektronenquelle ca. fünffach vergrößert in die Arbeitsebene ab. Bei beiden konnten die nicht dynamisch korrigierbaren, ablenkabhängigen Aberrationen dritter Ordnung praktisch eliminiert werden, so dass der Anstieg des Strahldurchmessers bei großen Ablenkungen über 1 mm durch Aberrationen höherer Ordnung, welche nicht mitoptimiert wurden, bedingt ist. Die Optimierung auf die Größe des abgelenkten Strahls resultierte auch in der Reduktion des Strahlöffnungswinkels bis der beugungsbedingte Anteil am Strahldurchmesser in der

Größenordnung des dominantesten nicht strahlablenkungsabhängigen Aberrationsanteils lag. Aufgrund des großen Arbeitsabstandes war das die axiale chromatische Aberration. Unter Annahme einer 10 nm großen Elektronenquelle mit einer Energiehalbwertsbreite von 0,5 eV wurden Strahldurchmesser von knapp 75 nm auf Achse bis hin zu 100 nm bei 2 mm Strahlablenkung errechnet. Damit könnte ein $3 \times 3 \text{ mm}^2$ großes Scanfeld mit einem Gigapixel von maximal 100 nm Pixelgröße adressiert werden.

Die Mikrosäulenvariante mit drei Achtpolen auf Fokussierpotential wurde gebaut. Für die Herstellung der einzelnen Säulenkomponenten wurden neue Fabrikationsprozesse entwickelt. Die Komponenten wurden dabei meist photolithographisch auf Silizium- oder Glaswafer strukturiert. Dünne dielektrische Abstandsscheibchen wurden aus Borsilikatgläsern geätzt. Dabei konnten Ätzprofile erzielt werden, die höhere elektrische Potentialunterschiede über die Abstandsscheibchen erlauben. Die Aperturen und Achtpole wurden durch reaktives Ionenätzen (DRIE) realisiert. Die Achtpole samt Führungslochern wurden dabei während des Herstellungsprozesses auf Borsilikatträger gebondet damit die einzelnen Segment elektrisch isoliert voneinander aber in ihrer lithographisch definierten Lage zueinander unverändert stehen. Die einzelnen Komponenten wurden über hochgenaue Saphirstifte zueinander ausgerichtet und miteinander verschraubt. Zum Testen der Mikrosäule in einem Phillips XL30 REM wurde diese auf eine speziell gefertigte Mehrachsenvorrichtung montiert um sie relativ zum REM Elektronenstrahl ausrichten zu können. Die Elektronensonde des XL30 REM diente bei den Tests als Elektronenquelle für die Mikrosäule.

Zur Ansteuerung der Mikrosäule musste eine hochgenaue Elektronik mit 40 Kanälen entwickelt werden, die Rasterspannungen von bis zu $\pm 720 \text{ V}$ erzeugt. Sie konnte den gesamten Spannungshub mit bis zu 2 kHz schalten. Zusätzlich konnten die Kanäle der drei VAL Achtpole noch auf hohes elektrisches Potential von bis zu 7000 V gelegt werden, welches zur Fokussierung des Elektronenstrahls nötig ist. Der Durchmesser des Elektronenstrahls wurde über die Siliziumkantenmethode gemessen. Dafür wurde Messelektronik gebaut, die die Messsignale verstärkt, unter anderem bereits direkt in der Vakuumkammer bei der Signalentstehung, und anschließend digitalisiert. Die gesamte Testelektronik konnte über einen Computer angesteuert werden. Hierfür wurde eine Steuerungssoftware geschrieben, mit der die Elektronik getestet, die Messungen des Strahldurchmessers gemacht und auch Rasterbilder aufgenommen werden konnte.

Bei den folgenden Tests mit 1 keV Strahlenergie erreichte die vergrößernd arbeitende VAL Mikrosäule mit der 135 nm Elektronensonde des REM als Quelle einen Strahldurchmesser von 720 nm auf der Systemachse, der bis zu einer Ablenkung von 3 mm nur leicht bis auf 790 nm ansteigt. Die Mikrosäule konnte somit ein Scanfeld von $4 \times 4 \text{ mm}^2$ mit über 25 Megapixel von maximal 800 nm Größe abrastern. In Rasterbildern von Zinnkugeln konn-

ten Strukturen im Größenbereich des halben Strahldurchmessers problemlos erkannt werden. Die maximale Scanfeldgröße ohne dynamische Korrektur wurde zu ca. $6 \times 6 \text{ mm}^2$ ermittelt. Mit dynamischer Korrektur konnte 7 mm Strahlablenkung erzielt werden, was ein Scanfeld von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ermöglichen würde. Um die VAL mit einer Einzellinse vergleichen zu können wurden Tests mit der Mikrosäule durchgeführt, bei denen die Achtpole in der VAL ohne Ablenssignale mit einem einheitlichen Fokussierpotential von ca. 5200 V belegt wurden. Auch im Einzellinsenmodus konnte die Ablenkung für Rasterfelder von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Größe erzielt werden. Bis zu einer Strahlablenkung von 3 mm sind die gemessenen Strahldurchmesser nahezu identisch mit denen des VAL Betriebsmodus. Erst bei noch größeren Strahlablenkungen steigt die Strahlgröße deutlich stärker an, was auch den theoretischen Erwartungen entsprach.

Es zeigte sich, dass für ein großes Rasterfeld mit vielen Pixeln ein großer Arbeitsabstand nötig ist, der aber aufgrund der damit anwachsenden chromatischen Aberration auch eine Zunahme des Strahldurchmessers mit sich bringt. Des Weiteren reduziert sich leider der Gewinn an Rasterfläche bei konstanter Auflösung durch den Einsatz einer VAL gegenüber einer Einzellinse mit zunehmendem Arbeitsabstand. Der Einsatz einer VAL mit dem einhergehenden Mehraufwand in Herstellung und Betrieb ist folglich allenfalls bei kleineren Arbeitsabständen sinnvoll.

Anhang A

Herstellungsparmeter

A.1 Herstellungsparmeter der Ablenkereinheiten

Die Ablenkereinheiten wurden im Rahmen einer Kooperation am Institut für Mikrotechnologie der Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne in Neuchâtel hergestellt. Eine Ablenkereinheit besteht aus zwei Aperturen, zwei Pyrex Abstandsscheibchen und einem Achtpol. Die einzelnen Elemente wurden auf einem Mask Aligner AL 6-45 zueinander ausgerichtet und mit einem EVG45 aneinander gebondet wie in Abschnitt 5.5 beschrieben. Für die Herstellung der einzelnen Elemente wurden in Neuchâtel nachfolgende Herstellungsprozesse genutzt.

A.1.1 Herstellungsparmeter der Pyrex Abstandsscheibchen

Als Ausgangsmaterial dienten 4 Zoll Borsilikat (Pyrex) Wafer mit 200 μm Dicke. Zunächst wurden die Wafer in konzentrierter Salpetersäure (HNO_3) gereinigt. Anschließend wurden in einem CVD-Prozess (Chemical Vapor Deposition) auf Vorder- und Rückseite 400 nm Polysilizium abgeschieden. Darauf kamen dann auf beiden Seiten 3 μm AZ1518 Photolack und auf beiden Seiten wurde die Struktur photolithographisch in den Lack übertragen. (Standardprozess). Vorder- und Rückseite wurden dabei zueinander ausgerichtet. Die Struktur der Lackmaske wurde in einem DRIE Schritt in das Polysilizium übertragen. Nach dem Entfernen der Lackmaske wurde die Struktur in 50 % Flußsäure von beiden Seiten gleichzeitig durch das Borsilikatglas geätzt. Im letzten Schritt wurde das Polysilizium mit Kaliumhydroxid (KOH) wieder entfernt.

A.1.2 Herstellungsparameter der Aperturen

Die Aperturen wurden aus 100 μm dicken, 4 Zoll Bor dotierten, beidseitig polierten Silizium Wafern mit einem spezifischen elektrischen Widerstand von ca. 0,01 Ωcm hergestellt. Nach einer Standardreinigung wurden beide Waferseiten (Vorder- und Rückseite) mit ca. 3 μm AZ1518 (Standardprozess) belackt. Die eine Seite wurde nur zum Schutz bei den nachfolgenden Prozessen belackt. Auf der anderen Seite wurde dann die Struktur in einem Photolithographieschritt übertragen. Anschließend konnte die Struktur über die Lackmaske in das Silizium mit DRIE bis zur Lackschicht auf der Waferückseite geätzt werden. Die genauen DRIE Parameter sind leider nicht bekannt. Zur Glättung der Ätzflächen wurde der Wafer nach dem Entfernen der Lacke noch thermisch oxidiert (ca. 600 nm) und das Oxid mit gepufferter Flusssäure entfernt.

A.1.3 Herstellungsparameter der Achtpole

Ausgangsmaterial waren 4 Zoll SOI prime Wafer. Der Device Layer war 50 μm dickes Bor dotiertes Silizium mit einem spezifischen elektrischen Widerstand von 0,005 - 0,020 Ωcm . Das BOX Oxid war 2 μm dick. Der Handle Layer bestand aus 500 μm dickem Bor dotiertem Silizium mit einem spezifischen elektrischen Widerstand von 0,005 - 0,020 Ωcm . Nach einer Standardreinigung wurde im ersten Schritt die Maske für die Opferstrukturen auf die Handle Layer Site übertragen. Dazu wurde die Waferseite mit einem AZ1518 Photolack ca. 3 μm dick belackt und mit Standardparametern mit der entsprechenden Photomaske belichtet und entwickelt. Die Richtungen der Strukturen sollten dabei nicht mit den Kristallorientierungen des Siliziums übereinstimmen, da sonst der Wafer beim Handhaben während der Fabrikationsprozesse leichter zerbrechen kann. Die Flächen der Opferstrukturen wurden dann mit DRIE 5 μm tief geätzt. Dadurch lagen diese Flächen auch nach Abschluss aller Ätzprozesse ca. 5 μm tiefer als die restliche Flächen und konnten sich somit beim Bonden nicht mit dem Pyrex verbinden, sondern fielen am Ende der Herstellung einfach weg. Nach dem DRIE Schritt wurde die Lackmaske mit Lösungsmitteln entfernt und der Wafer thermisch oxidiert bis ca. 2 μm Oxidschichtdicke erreicht waren. Dieses thermische Oxid dient später als zusätzliche zuverlässige Ätzmaske im DRIE Prozess. Bei der reinen Photolackmaske können während dem Ätzen Risse entstehen, die dann auch in das Silizium geätzt werden. Dies wird dann durch das Oxid verhindert. Zum Schutz der Device Layer Seite des Wafers wurde diese mit ca. 3 μm AZ1518 belackt und getrocknet (standard backing). Auf die Handle Layer Seite wurde ca. 15 μm AZ4562 Photolack aufgeschleudert (3 s bei 500 U/min gefolgt von 40 s bei 1000 U/min) und bei 100 °C für 15 min auf einer Hotplate getrocknet. Die Strukturen der Photomaske wurden dann

mit 300 mJ/cm^2 in den Lack belichtet (3 x 8,3 s auf Süss 152 Belichter). Der Lack wurde anschließend für 3 min in AZ400K gemischt mit destilliertem Wasser im Verhältnis 1:3 entwickelt und für 3 Stunden im Ofen bei $75 \text{ }^\circ\text{C}$ getrocknet. Um eventuelle Lackreste auf den freientwickelten Flächen zu entfernen wurde noch ein Oxidplasmareinigungsschritt von 2 min gefahren. Danach wurde die Lackmaske in einem gepufferten Flusssäurebad (ca. 25 min.) in das thermische Oxid übertragen. Der Wafer wurde dann nochmal über Nacht bei $75 \text{ }^\circ\text{C}$ im Ofen getrocknet. Die Parameter des darauf folgenden DRIE Ätzprozesses zum Tiefenätzen der Strukturen sind leider nicht bekannt. Zum Glätten der geätzten Oberflächen wurde der Wafer nach Entfernung der Photolacke noch mal thermisch oxidiert (ca. 600 nm). Die Oxidschichten wurden dann in einem gepufferten Flusssäurebad entfernt.

A.2 Herstellungsparameter der VAL

Die Komponenten der VAL wurden in Zusammenarbeit mit dem HSG-IMIT (Institut für Mikro- und Informationstechnik der Hahn-Schickard-Gesellschaft) in Villingen-Schwenningen hergestellt, welches die DRIE Prozesse, das Bonden und das Zersägen übernahm. Die Lithographieprozesse wurden am Institut für Angewandte Physik der Uni Tübingen durchgeführt.

A.2.1 Herstellungsparameter der Pyrex Abstandsscheibchen

Als Ausgangsmaterial dienten 4 Zoll Borsilikat (Pyrex) Wafer der gewünschten Dicke ($300 \text{ }\mu\text{m}$ für die VAL Achtpole). Zunächst wurden die Wafer mit Aceton und Isopropanol gereinigt, getrocknet und anschließend beidseitig mit einigen Nanometern Chrom als Haftvermittler gefolgt von ca. 200 nm Gold besputtert. Im nächsten Schritt wurde auf beiden Waferseiten Hexamethyldisilazan (HMDS) aufgetragen und nach ca. 1 min abgeschleudert. Dies dient der Verbesserung der Haftung des Photolacks. Der Wafer wurde dann mit $10 \text{ }\mu\text{m}$ ma-P 1275 belackt (von micro resist technology). Beim Aufbringen des zähflüssigen Lacks war darauf zu achten, dass keine Lufteinschlüsse im Lack vorhanden waren, da diese eine homogene Beschichtung verhindern. Die Schleuderparameter waren 5 s bei 1000 U/min gefolgt von 70 s bei 1450 U/min, Beschleunigung jeweils auf Stufe 9. Anschließend war der Lack für 12 min bei $100 \text{ }^\circ\text{C}$ zu trocknen, bevor die andere Seite auf gleiche Weise belackt und getrocknet werden konnte. Danach wurde der Wafer auf beiden Seiten mit den zueinander ausgerichteten Strukturen belichtet (Belichtungszeit 135 s) und mit maD 531 entwickelt (Entwicklungszeit ca. 6 min). Sollten am Ende des Lithographieprozesses Schadstellen in der Lackfläche vorhanden sein, so konnten diese durch vorsichtiges bepinseln mit Lack und

nochmaligem Trocknen geschlossen werden. Der aufgepinselte Lack verlief beim Trockenvorgang etwas, deshalb war dieses Vorgehen in der Nähe von freientwickelten Flächen nicht möglich. Nun konnte die Lackmaske in das Metall übertragen werden in einem Goldätzbad für 6 min, gefolgt von einem zweiminütigen Chromätzbad. Danach konnte das Glas in einem 50 % Flusssäurebad innerhalb von ca. 14 min durchgeätzt werden. Anschließend wurde der Photolack mit Aceton entfernt sowie die Metallmaske in einem zehnminütigen Goldätzbad gefolgt von einem zweiminütigen Chromätzbad. Meist waren dann noch kleine vergoldete Stellen auf dem Glas vorhanden, die zum Abschluss mit einer Königswasserbehandlung entfernt werden konnten.

A.2.2 Herstellungsparameter der Aperturen

Die Aperturen wurden aus 250 μm dicken Bor dotierten 4 Zoll Siliziumwafern mit 2 μm thermischem Oxid auf Vorder- und Rückseite hergestellt. Diese wurden mit Aceton und Isopropanol gereinigt, bei 100 °C für 5 min getrocknet und anschließend zur Verbesserung der Haftung des Photolacks mit Hexamethyldisilazan (HMDS) benetzt, das nach ca. 1 min abgeschleudert wurde. Eine Waferseite wurde dann mit 10 μm ma-P 1275 belackt (von micro resist technology). Beim Aufbringen des zähflüssigen Lacks war darauf zu achten, dass keine Luftpinschlüsse im Lack vorhanden waren, da diese eine homogene Beschichtung verhinderten. Die Schleuderparameter waren 5 s bei 1000 U/min gefolgt von 70 s bei 1450 U/min, Beschleunigung jeweils auf Stufe 9. Anschließend wurde der Lack für 12 min bei 100 °C getrocknet. Bei der Belichtung waren Belichtungsdosis (die Belichtungszeit war hier zwischen 100 s und 140 s) und Entwicklungszeit (hier ca. 6 min) mit dem Entwickler maD 531 aufeinander abzustimmen um möglichst senkrechte Strukturkanten zu erhalten. Die Lackstrukturkanten wurden dazu im REM überprüft. Sollten am Ende des Lithographieprozesses Schadstellen in der Lackfläche vorhanden sein, so konnten diese durch vorsichtiges bepinseln mit Lack und nochmaligem Trocknen geschlossen werden. Der aufgepinselte Lack verlief beim Trockenvorgang etwas, deshalb war dieses Vorgehen in der Nähe von freientwickelten Flächen nicht möglich. Die Lackmaske wurde schließlich in einem gepufferter Flusssäurebad in das darunterliegende thermische Oxid übertragen. Die dadurch entstehende Oxidmaske verhindert, dass Risse, die beim DRIE Prozess im Lack entstehen können, in das Silizium weiter geätzt werden. Der so vorbereitete Wafer wurde dann am HSG-IMIT (Institut für Mikro- und Informationstechnik der Hahn-Schickard-Gesellschaft) bis auf die Oxidschicht der Waferrückseite mit DRIE geätzt. Dabei wurden auf einer „STS-Cluster RIE/ICP“ Maschine folgende Ätzparameter verwendet: Pass Time = 5,0 s; Overrun 0,2 s; Pressure = 15 mTorr; SF_6 = 130 sccm; C_4F_8 = 90 sccm; Coil = 600 W; Platen = 14 W. Danach wurde der Photolack mit

Aceton und das thermische Oxid mit Flusssäure entfernt. Zum Schluss wurden die Aperturen noch mit einigen 10 nm Gold besputtert um die elektrische Oberflächenkontaktierung zu verbessern und auf einer Wafersäge ausgesägt.

A.2.3 Herstellungsparameter der Achtpole

Zur Herstellung der Achtpole wurden SOI prime Wafer benutzt. Der Device Layer war 50 μm dickes Bor dotiertes Silizium mit einem spezifischen elektrischen Widerstand von 0,005 - 0,020 Ωcm . Das BOX Oxid war 2 μm dick. Der Handle Layer bestand aus 500 μm dickem Bor dotiertem Silizium mit einem spezifischen elektrischen Widerstand von 0,005 - 0,020 Ωcm . Die SOI Wafer hatten zusätzlich auf der Vorder- und Rückseite 2 μm thermisches Oxid. Die Wafer wurden zunächst mit Aceton und Isopropanol gereinigt und bei 100 °C für 5 min getrocknet. Im nächsten Schritt wurde auf beiden Waferseiten Hexamethyldisilazan (HMDS) aufgetragen und nach ca. 1 min abgeschleudert. Dies dient der Verbesserung der Haftung des Photolacks auf dem thermischen Oxid. Der Wafer wurde dann mit 10 μm ma-P 1275 belackt (von micro resist technology). Beim Aufbringen des zähflüssigen Lacks war darauf zu achten, dass keine Lufteinschlüsse im Lack vorhanden waren, da diese eine homogene Beschichtung verhinderten. Die Schleuderparameter waren 5 s bei 1000 U/min gefolgt von 70 s bei 1450 U/min, Beschleunigung jeweils auf Stufe 9. Anschließend war der Lack für 12 min bei 100 °C zu trocknen, bevor die andere Seite auf gleiche Weise belackt und getrocknet werden konnte. Die Strukturen wurden beim Belichten nicht entlang der Kristallorientierung des Siliziums ausgerichtet, sondern leicht schräg dazu. Dies erhöht die Bruchfestigkeit des geätzten SOI Wafers. Die Belichtungs-dosis (die Belichtungszeit war hier zwischen 100 s und 140 s) und die Entwicklungszeit (hier ca. 6 min) mit dem Entwickler maD 531 mussten aufeinander optimiert werden um möglichst senkrechte Strukturkanten zu erhalten. Die Lackstrukturkanten wurden dazu im REM überprüft. Sollten am Ende des Lithographieprozesses Schadstellen in der Lackfläche vorhanden sein, so konnten diese durch vorsichtiges bepinseln mit Lack und nochmaligem Trocknen geschlossen werden. Der aufgepinselte Lack verlief beim Trockenvorgang etwas, deshalb war dieses Vorgehen in der Nähe von freientwickelten Flächen nicht möglich. Die Lackmaske wurde schließlich in einem gepufferter Flusssäurebad in das darunterliegende thermische Oxid übertragen. Die dadurch entstehende Oxidmaske verhindert, dass Risse, die beim DRIE Prozess im Lack entstehen können, in das Silizium weiter geätzt werden. Der so vorbereitete Wafer wurde dann am HSG-IMIT (Institut für Mikro- und Informationstechnik der Hahn-Schickard-Gesellschaft) bis auf die BOX Oxidschicht DRIE geätzt. Dabei wurden auf einer „STS-Cluster RIE/ICP“ Maschine folgende Ätzparameter verwendet:

Step 1: Bis zu einer Ätztiefe von ca. 280 μm .

Etch Time = 7,4 s; Pass Time = 5,0 s; Overrun 0,2 s; Pressure = 15 mTorr; SF6 = 130 sccm; C4F8 = 90 sccm; Coil = 600 W; Platen = 14 W.

Step2: Bis zu einer Ätztiefe von ca. 480 μm .

Etch Time = 8 s ansonsten wie Step 1.

Step3: Bis auf den BOX Ätzstop (SOI-KIT zur Reduzierung des Notching an der BOX Oxidschicht).

Etch Time = 5,0 s; Pass Time = 5,0 s; Overrun 0,2 s; Pressure = 14 mTorr; SF6 = 120 sccm; C4F8 = 120 sccm; Coil = 600 W; Platen = 21 W mit 380 kHz Generator.

Nach dem Ätzvorgang konnte die Lackmaske mit Aceton und das thermische Oxid mit Flußsäure entfernt werden. Auf die strukturierte Handle Seite wurde dann ein strukturierter Pyrex Wafer gebondet. Die Bondparameter auf einem EVG 500 waren:

Druck : <10-3 mbar; Temperatur = 400 °C; Spannung = 900 V; ganzflächige Elektrode; Zeit = 15 min.

Anschließend konnte der 50 μm Device Layer mit DRIE (Step 1) abgeätzt und das BOX Oxid mit 50 % Flußsäure (90 s) entfernt werden. Nach dem Aussägen auf einer Wafersäge erhält man die einzelnen Achtpole.

Anhang B

Hochspannungselektronik für elektrostatische Ablenker.

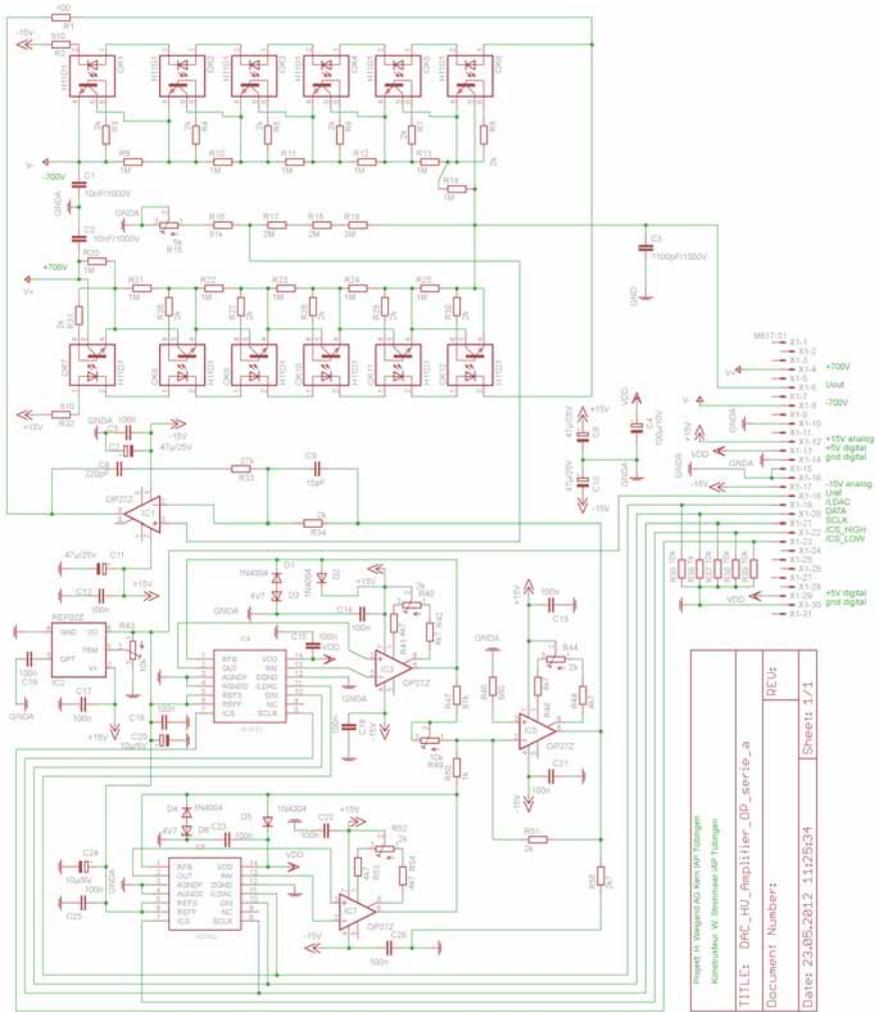


Abbildung B.0.1: Schaltplan der Optokoppler basierten Hochspannungselektronik von Werner Strohmaier.

Literaturverzeichnis

- [1] T. H. P. Chang, D. P. Kern, M. A. McCord, Electron optical performance of a scanning tunneling microscope controlled field emission microlens system, *J. Vac. Sci. Technol. B* 7 (6) (1989) 1855. 1, 5
- [2] T. H. P. Chang, D. P. Kern, L. P. Muray, Microminiaturization of electron optical systems, *J. Vac. Sci. Technol. B* 8 (6) (1990) 1698. 1, 5
- [3] L. P. Muray, J. P. Spallas, C. Stebler, K. Lee, M. Mankos, Y. Hsu, M. Gmur, T. H. P. Chang, Advances in arrayed microcolumn lithography, *Journal Vac. Sci. Technol. B* 18 (6) (2000) 3099–3104. 1
- [4] H. Ohiwa, E. Goto, A. Ono, Elimination of third-order aberrations in electron-beam scanning systems, *Commun. Jpn.* 54-B(12) (1971) 44 oder in *Sel. papers on electron optics*, P. Hawkes, *SPIE Opt. Eng. Press*, XXIII(663) (1994) 116. 1, 3.10.3
- [5] M. G. R. Thomson, The electrostatic moving objective lens and optimized deflection systems for microcolumn, *J. Vac. Sci. Technol. B* 14(6) (1996) 3802. 1, 3, 3.10.3, 4.1, 4.1.1, 8, 9
- [6] M. G. R. Thomson, T. H. P. Chang, Lens and deflector design for microcolumns, *J. Vac. Sci. Technol. B* 13(6) (1995) 2445. 1
- [7] W. Pupp, H. Hartmann, *Vakuumtechnik.: Grundlagen und Anwendungen*, Hanser, 1991. 2
- [8] K. Jousten, *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*, Vieweg+Teubner Verlag, 2009. 2
- [9] D. Joy, A. Romig, J. Goldstein, *Principles of analytical electron microscopy*, Plenum Press, 1986. 2.1.1
- [10] J. Binder, *Elektronenquelle mit Kohlenstoffnanoröhren als Feldemitter*, Master's thesis, Institut für Angewandte Physik, Universität Tübingen (2010). 2.1
- [11] R. Löffler, *Kohlenstoff Nanoröhren als Feldemitter*, Master's thesis, Institut für Angewandte Physik, Universität Tübingen (2008). 2.1

- [12] R. Löffler, M. Häffner, G. Visanescu, H. Weigand, X. Wang, D. Zhang, M. Fleischer, A. Meixner, J. Fortágh, D. Kern, Optimization of plasma-enhanced chemical vapor deposition parameters for the growth of individual vertical carbon nanotubes as field emitters, *Carbon* 49(13) (2011) 4197. 2.1
- [13] K. Nelliyan, A. Khursheed, Permanent magnet finger-size scanning electron microscope columns, *Nucl. Instr. and Meth. A* (2011) 41–45. 2.2
- [14] A. Khursheed, Recent developments in scanning electron microscope design, *Advances in Imaging and Electron Physics* 115 (2001) 197. 2.2
- [15] A. Khursheed, Z. Yan, K. Nelliyan, Permanent magnet objective lenses for multicolumn electron beam systems, *Rev. of Scientific Inst.* 72(4) (2001) 2106. 2.2
- [16] W. Menz, J. Mohr, O. Paul, *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*, Vol. 3, Wiley-VCH Verlag, 2005. 2.2, 5.1
- [17] F. Lärmer, A. Schilp, Verfahren zum anisotropen Ätzen von Silicium, Pat. DE4241045 (1992). 2.2, 5.1
- [18] O. Scherzer, Über einige Fehler von Elektronenlinsen, *Zeitschrift für Physik* 101 (1936) 593. 2.2, 3.10.1
- [19] P. W. Hawkes, The long road to spherical aberration correction, *Biology of the Cell* 93 (2001) 432. 2.2
- [20] H. Müller, S. Uhlemann, P. Hartel, M. Haider, Aberration-corrected optics: from an idea to a device, *Physics Procedia* 1 (2008) 167. 2.2
- [21] R. Rong, Micromachined magnetic devices for electron beam control in the electron beam microcolumn, Ph.D. thesis, University of Cincinnati (2007). 2.3
- [22] R. Rong, H. S. Kim, S. S. Park, N. W. Hwang, K. W. Park, S. W. Jin, C. H. Ahn, Novel magnetic microstigmator for electron beam astigmatism correction in the electron beam microcolumn system, *J. Vac. Sci. Technol. B* 25(6) (2007) 2020. 2.3
- [23] R. Rong, H. Kim, S. Park, N. Hwang, B. Kim, C. Ahn, A novel magnetic micro deflector of electron beam control for electron beam microcolumn systems, *IEEE Transactions on Magnetics*, INTERMAG 2006. 2.3
- [24] C. H. Schaefer, A theoretical performance comparison of six electrostatic e-beam deflectors, *J. Vac. Sci. Technol. B* 4 (5) (1986) 1237–1242. 2.3
- [25] M. Idesawa, T. Soma, E. Goto, T. Sasaki, Numerical considerations on multipole-type electrostatic deflectors, *J. Vac. Sci. Technol. B* 1 (4) (1983) 1322–1326. 2.3
- [26] Xin-rong Jiang, Zhao-feng Na, The field solutions for multipole electrostatic deflectors, *J. Vac. Sci. Technol. B* 5 (1) (1987) 156–160. 2.3

- [27] G. N. Grigorov, An optimization method for nonequatorial electrostatic deflection systems, *Vacuum* 38 (11) (1988) 1025–1028. 2.3
- [28] L. Reimer, *Scanning Electron Microscopy*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1998. 2.4
- [29] H. S. Fresser, F. E. Prins, D. P. Kern, Low-energy electron detection in microcolumns, *J. Vac. Sci. Technol. B* 13(6) (1995) 2553. 2.4
- [30] S. Zolgharnain, K. Lee, S. Rishton, D. Kisker, T. Chang, Characterization of a GaAs metal-semiconductor-metal low energy electron detector, *J. Vac. Sci. Technol. B* 13(6) (1995) 2556. 2.4
- [31] G. Meier, H. Fresser, F. Prins, D. Kern, Characterization and application of low-profile metal-semiconductor-metal detector for low energy backscattered electrons, *J. Vac. Sci. Technol. B* 14(6) (1996) 3821. 2.4, 4.2
- [32] V. V. Aristov, O. N. Konochuk, E. I. Rau, E. B. Yakimov, SEM investigation of semiconductors by the capacitance techniques, *Microelec. Eng.* 12 (1990) 179. 2.4
- [33] G. S. Fritz, D. P. Kern, Mark detection in low-energy electronbeam lithography, *J. Vac. Sci. Technol. B* 19(6) (2001) 2512. 2.4
- [34] E. Kratschmer, H. S. Kim, M. G. R. Thomson, K. Y. Lee, S. A. Rishton, M. L. Yu, S. Zolgharnain, B. W. Hussey, T. H. P. Chang, Experimental evaluation of a 20 x 20 mm footprint microcolumn., *J. Vac. Sci. Technol. B* 14(6) (1996) 2498. 2.4
- [35] J. Wiza, Microchannel plate detectors, *Nucl. Instr. And Meth.* 162 (1979) 587. 2.4
- [36] F. Lenz, *Lectures on geometrical electron optics*, script, University of Oregon (1975). 3
- [37] E. Munro, H. C. Chu, Numerical analysis of electron lithography systems. Part II, *Optik* 61 (1982) 1. 3, 3.5, 4.2
- [38] H. C. Chu, E. Munro, Numerical analysis of electron beam lithography systems. Part III, *Optik* 61 (1982) 121. 3, 3.4.1, 3.5, 3.6, 4.2
- [39] W. Glaser, *Grundlagen der Elektronenoptik*, Springer-Verlag, Wien, 1952. 3, 3.5
- [40] P. A. Grivet, P.;Hawkes, *Electron Optics*, Pergamon Press INC, 1972. 3
- [41] P. W. Hawkes, E. Kaspar, *Principles of Electron Optics*, Academic Press, New York, 1974. 3, 3.5, 3.10.1, 3.10.3
- [42] E. Munro, Calculation of the optical properties of combined magnetic lenses and deflection systems with superimposed fields, *Optik* 39 (1974) 450. 3.6

- [43] G. H. Jansen, Coulomb interactions in particle beams, *Advances in Electronics and Electron Physics*, Suppl. 21, Academic Press, Boston, . 3.7
- [44] H. Boersch, Experimentelle Bestimmung der Energieverteilung in thermisch ausgelösten Elektronenstrahlen, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 139 (1954) 115–146. 3.7
- [45] R. Speidel, K. H. Gaukler, Energieverteilung der Elektronen aus Spitzenkathoden, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 208 (1968) 419–426. 3.7
- [46] H. Rose, R. Spehr, Energy brading in high-density electron and ion beams: the Boersch effect, in A. Septier, ed., *Applied Charged Particle Optics*, *Advances in Electronics and Electron Physics*, Supplement 13c, Academic Press, New York and London (1983) 475. 3.7
- [47] J. E. Barth, P. Kruit, Addition of different contributions to the charged paricle probe size, *Optik* 101(3) (1996) 101. 3.9
- [48] W. Tretner, Existenzbereiche rotationssymmetrischer Elektronenlinsen, *Optik* 16 (1959) 155. 3.10.1
- [49] R. Erni, *Aberration-Corrected Imaging in Transmission Electron Microscopy*, Imperial College Press, 2010. 3.10.1
- [50] E. Goto, T. Soma, Mol (moving objective lens). formulation of deflective aberration free system, *Optik* 48(3) (1977) 255. 3.10.3
- [51] H. Ohiwa, Design of electron-beam scanning systems using the moving objective lens, *J. Vac. Sci. Technol.* 15(3) (1978) 849. 3.10.3
- [52] H. Ohiwa, Moving objective lens and the fraunhofer condition for pre-deflection, *Optik* 53(1) (1979) 63. 3.10.3
- [53] H. C. Pfeiffer, G. O. Langner, Advanced deflection concept for large area, high resolution e-beam lithography, *J. Vac. Sci. Technol.* 19 (4) (1981) 1058–1063. 3.10.3
- [54] H. C. Pfeiffer, Projection Reduction Exposure with Variable Axis Immersion Lenses (PREVAIL)-A High Throughput E-Beam Projection Approach for Next Generation Lithography, *Jpn. J. Appl. Phys.* 38 (1999) 7022. 3.10.3
- [55] W. Stickel, H. C. Pfeiffer, S. D. Golladay, M. S. Gordon, Evolution of electron projection optics from variable axis immersion lenses to projection reduction exposure with variable axis immersion lenses, *J. Vac. Sci. Technol. B* 20 (2002) 2627. 3.10.3
- [56] Z. W. Chen, G. A. C. Jones, H. Ahmed, Nanowriter: A new high voltage electron beam lithography system for nanometer scale fabrication, *J. Vac. Sci. Technol. B* 6 (1988) 2009. 3.10.3

- [57] Y. Zhao, A. Khursheed, Variable axis lens of mixed electrostatic and magnetic fields and its application in electron-beam lithography systems, *J. Vac. Sci. Technol. B* 17(6) (1999) 2795. 3.10.3
- [58] D. P. Kern, M. A. Sturans, H. C. Pfeiffer, W. Stickel, Computer Analysis of VAIL, *Microcircuit Engineering 84: proceedings of the Microcircuit Engineering 84 Conference* (1985) 165. 3.10.3
- [59] H. Weigand, S. Gautsch, W. Strohmaier, M. Fleischer, U. Staufer, N. de Rooij, D. Kern, Microcolumn design for a large scan field and pixel number, *J. Vac. Sci. Technol. B* 27(6) (2009) 2542. 4.1, 5.5, 6.4
- [60] E. Munro, H. C. Chu, Numerical analysis of electron lithography systems. Part I, *Optik* 60 (1982) 371. 4.2
- [61] H. C. Chu, E. Munro, Numerical analysis of electron beam lithography systems. Part IV, *Optik* 61 (1982) 213. 4.2
- [62] P. Albrecht, The runge-kutta theory in a nutshell, *J. Numerical Analysis* 33 (5) (1996) 1712–1735. 4.2
- [63] J. A. Nelder, R. Mead, *Comp. J.* 7 (1965) 308. 4.3
- [64] G. S. May, C. J. Spanos, *Fundamentals of Semiconductor Manufacturing and Process Control*, John Wiley & Sons, Inc. , Hoboken, New Jersey, 2006. 5
- [65] K. J. Owen, B. van der Elzen, R. L. Peterson, K. Najafi, High aspect ratio deep silicon etching, in: *MEMS, 2012 IEEE*, 2012, pp. 251–254. 5.1
- [66] B. Wu, A. Kumar, S. Pamorthy, High aspect ratio silicon etch: A review, *J. Appl. Phys.* 108 (2010) 051101–1. 5.1
- [67] J. Yeom, Y. Wu, J. C. Selby, M. A. Shannon, Maximum achievable aspect ratio in deep reactive ion etching of silicon due to aspect ratio dependent transport and the microloading effect, *J. Vac. Sci. Technol. B* 23 (6) (2005) 2319–2329. 5.1
- [68] G. Franz, *Low Pressure Plasmas and Microstructuring Technology*, Springer Dordrecht Heidelberg London New York, 2009. 5.1
- [69] Q. Tong, U. Gösele, *SemiConductor Wafer Bonding: Science and Technology*, The Electrochemical Society Series, Wiley, 1998. 5.1, 5.3, 5.5
- [70] M. Alexe, U. Gösele, *Wafer Bonding: Applications and Technology*, Springer Series in Materials Science, Springer, 2004. 5.1, 5.3, 5.5
- [71] J. Colinge, *Silicon-On-Insulator Technology: Materials to VLSI*, The Kluwer international series in engineering and computer science. VLSI, computer architecture and digital signal processing, Kluwer Academic, 2004. 5.3
- [72] G. Bajor, J. S. Raby, Using a rapid thermal process for manufacturing a wafer bonded SOI semiconductor, *Pat.* 4,771,016 (1988). 5.3

- [73] H.-P. Ko, K.-J. Lee, K.-H. Yoo, C.-Y. Kang, S. Kim, S.-J. Yoon, Analysis of tiny piezoelectric ultrasonic linear motor, *Jap. J. Appl. Phys.* 45 (5B) (2006) 4782–4786. 6.2
- [74] M. Anders, M. Thaer, C. Heiden, Simple micropositioning devices for STM, *Surface Science* 181 (1-2) (1987) 176 – 182. 6.2
- [75] H. Weigand, M. Fleischer, D. P. Kern, Electron beam size determination based on an intelligent substrate, *Microelectronic Engineering* 85 (5-6) (2008) 1429–1432. 6.3, 6.3, 6.5.1, 7.1.1
- [76] S. A. Rishton, S. P. Beaumont, C. D. W. Wilkinson, Measurement of the profile of finely focused electron beams in a scanning electron microscope, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 17 (1984) 296. 6.3
- [77] K. Yamazaki, H. Namatsu, Electron-beam diameter measurement using a knife edge with a visor for scattering electrons, *Jap. J. Appl. Phys.* 42 (Part 2, No. 5A) (2003) L491–L493. 6.3
- [78] H. Nyquist, Certain topics in telegraph transmission theory, *American Institute of Electrical Engineers, Transactions of the* 47 (2) (1928) 617 –644. 6.4
- [79] H. Weigand, J. Marquard, *MC Control Software Dokumentation*, IAP Universität Tübingen (2010). 6.5.1, 6.5.2

Danksagung

Die Durchführung dieser Arbeit war ein wichtiger Abschnitt in meinem Leben, in dem ich die Chance hatte viel Neues zu erlernen und mich in meiner Persönlichkeit weiterzuentwickeln. Ich möchte deshalb an dieser Stelle meine Dankbarkeit für diese spannende Periode ausdrücken an alle, die mich in dieser Zeit begleitet haben.

Herzlichen Dank an...

...Herrn Prof. Dieter Kern für die Vergabe dieses speziellen Themas an mich, die hervorragende Betreuung und die Unterstützung, die ich erfahren habe.

...Herrn Prof. Urs Stauer für die Korrektur dieser Dissertation.

...Werner Strohmaier für die Entwicklung der Steuerungs- und Messelektronik.

...die Kollegen aus der Elektronikwerkstatt, insbesondere Martin Ries, für den Bau der Elektronik.

...die Kollegen der mechanischen Werkstatt, insbesondere Antje Trefts, für die Herstellung der mechanischen Teile und Vorrichtungen.

...Jakob Marquard für die Erstellung der Steuerungssoftware.

...die Kollegen am Institut für Mikrotechnologie der Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne in Neuchâtel, insbesondere Sébastien Gautsch und Urs Stauer, für die Herstellung der Ablenkereinheiten.

...Bertram Herzog für die Unterstützung bei der Prozessentwicklung.

...Ralf Stiefel für die gute Instandhaltung und schnelle Reparatur der technischen Anlagen am Institut.

...Marius Blideran für die Unterstützung bei der Prozessentwicklung für die Achtpolherstellung.

...alle Kollegen, Doktoranden und Diplomanden des Instituts für die interessanten Gespräche und die tolle Zeit.

...meine Familie, die mich während der ganzen Jahre unterstützt hat und immer an mich glaubte.

Vielen Dank!

