

Theoretische und experimentelle Arbeiten
zu Monochromatoren für die Elektronenmikroskopie

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Mathematik und Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Jan Bärtele
aus Reutlingen

2008

Tag der mündlichen Prüfung:

Dekan:

1. Berichterstatter
2. Berichterstatter

30.07.2008

Prof. Dr. Nils Schopohl

Prof. Dr. Erich Plies

Prof. Dr. Oliver Eibl

Die geometrische Elektronenoptik betrachtet die Bewegung von Elektronen unter optischen Gesichtspunkten. Eine solche Betrachtungsweise ist seit langem bekannt; Hamilton hatte ja schon vor 100 Jahren gezeigt, dass die Bahn eines Massenpunktes in einem aus einem Potential ϕ ableitbaren Kraftfelde und die Bahn eines Lichtstrahls in einem optischen Medium mit örtlich veränderlichem Brechungsindex n identisch werden, wenn n mit $\sqrt{\phi}$ gleichgesetzt wird.

H. Busch in [Bus37].

Der erste Schritt betrifft die Gauss'sche Dioptrik. Dieser Begriff ist aus der Lichtoptik entlehnt. Man versteht darunter die Betrachtung und Berechnung achsennaher, wenig gegen die optische Achse geneigter Strahlen.

Für die rechnerische Behandlung solcher Strahlen sind gewisse Vernachlässigungen statthaft, durch die die Differentialgleichungen linear und die Probleme anschaulich und übersichtlich werden.

Die Betrachtung der Gauss'schen Dioptrik, mit der die Konstruktion jedes elektronenoptischen Gerätes beginnt, ist bei dem heutigen Stande der Elektronenoptik mehr ein Feld für elementare Formeln und Fingerspitzengefühl als für hohe Theorie.

O. Scherzer über die achsennahen Strahlen in [Bus37].

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Status und Aufgabenstellung	5
2.1	Status des Monochromatorbaus	5
2.2	Status und Aufgabenstellung dieser Arbeit	6
3	Zur Theorie des Wien-Filters	9
3.1	Die Bewegung des Elektrons bei gerader optischer Achse	9
3.2	Die Multipolentwicklung des Potentials	12
3.3	Zur Lösung der Bahngleichung	13
3.4	Die paraxiale Bahngleichung	15
3.5	Lösungen der paraxialen Bahngleichung	16
3.6	Die inhomogene Bahngleichung, Dispersion	19
3.7	Erweiterung auf um 90° gedrehte Wien-Filter	21
3.8	Auswirkungen überlappender Felder	21
3.9	Die Transfermatrix-Methode	22
3.10	Ausblick auf die Bildfehler zweiter Ordnung	26
4	Elektronenstrahlquellen	29
4.1	Anforderungen an die Quelle	30
4.1.1	Strahlstrom	30
4.1.2	Natürliche Energiebreite	31
4.1.3	Quellgröße	31
4.2	Der Kohärenzgrad einer Elektronenstrahlquelle	31
4.3	Folgerungen	32
5	Verwendete Simulationssoftware	33
5.1	Allgemeines	33
5.2	Software von MEBS	34
5.3	Paraxial	35
5.4	Zusammenfassung	36
6	Der Teststand	37
6.1	Die Elektronenstrahlquelle	37
6.1.1	Die Elektronenstrahlquelle mit ZrO/W-Emitter	38
6.1.2	Die Elektronenstrahlquelle mit thermischem Emitter	43

6.1.3	Elektrische Versorgung der Elektronenstrahlquelle	43
6.2	Der Monochromator	44
6.2.1	Die Idee	44
6.2.2	Der Tübinger Monochromator	46
6.2.3	Zur Wahl des optimalen Energieselektionsspalts	47
6.2.4	Elektrische Versorgung des Monochromators	49
6.3	Der Analysator	49
6.4	Bildaufnahme- und Verarbeitung	52
6.5	Zur Justage	52
6.5.1	Strahlkopf	53
6.5.2	Ω -Monochromator	53
6.5.3	Analysator	56
6.5.4	CCD-Kamera	56
7	Experimentelle Ergebnisse	57
7.1	Messungen mit dem ZrO/W-Emitter	57
7.2	Messungen mit dem thermischen Emitter	59
7.3	Eine Bemerkung zur Methode	61
7.4	Fehlerbetrachtungen	62
8	Interpretation und Ausblick I	67
9	Das Wien-Filter als Monochromator	71
9.1	Überlegungen zu Wien-Filtern	73
9.2	Der $WW^{90}W^{90}W$ -Monochromator	74
9.2.1	Aufbau	74
9.2.2	Herstellung	75
9.2.3	Optische Eigenschaften	75
9.2.4	Elektrische Eigenschaften	76
9.3	Bahnberechnungen in SCOFF-Näherung	76
9.4	Simulationen	82
10	Ausblick II	87
11	Zusammenfassung	89
A	Monochromator-Stammbaum	91
	Abkürzungen und Symbole	93
	Literaturverzeichnis	97

Abbildungsverzeichnis

3.1	Die ebenen Multipole des elektrischen Potentials.	12
5.1	Die Analyse - Synthese Schleife	33
6.1	Geometrie der Säule für die unterschiedlichen Quellen	38
6.2	Aufbau der Feldemissionsquelle samt Transferlinse	39
6.3	Konstruktionszeichnung des ZrO/W-Elektronenstrahlerzeugers	40
6.4	Aufbau von ZrO/W-Emitter und Transferlinse	41
6.5	Das Vakuumsystem des Teststandes	42
6.6	Der Aufbau des Ω -Monochromators	45
6.7	Die Fundamentalbahnen im Ω -Monochromator-Teststand	48
6.8	Das Elektronenspektrometer	50
6.9	Elektronenbahnen im Elektronenspektrometer	51
7.1	Bestimmung der Dispersion	58
7.2	Energiebreitenmessung am Ω -Monochromator	58
7.3	Kalibration der Energiebreitenmessung mit thermischer Quelle	60
7.4	Messungen der Energiebreite mit thermischer Quelle	60
7.5	Verluste bei der Signaldetektion	62
7.6	Fehlerdiskussion anhand des Energiespektrums	63
8.1	Erwartetes und gemessenes Ergebnis	67
9.1	Design eines einzelnen Wien-Filters	72
9.2	Der $WW^{90}W^{90}W$ -Monochromator	75
9.3	Geometrische Größen des $WW^{90}W^{90}W$ -Monochromators.	77
9.4	Beleuchtungsszenarien des $WW^{90}W^{90}W$ -Monochromators	80
9.5	Verhalten der dispersiven Bahnen des $WW^{90}W^{90}W$ -Monochromators	81
9.6	Systematische Untersuchung am $WW^{90}W^{90}W$ -Monochromator.	81
9.7	Geometrie eines einzelnen Wien-Filters für die 3D-Simulation	83
9.8	Simulierte Potentialverteilung eines einzelnen Wien-Filters	83
9.9	Paraxiale Bahnen eines Wien-Filter-Monochromator mit Randfeld	84
9.10	Simulationen von Elektronenbündeln in einem Wien-Filter-Monochromator mit Randfeld	85
A.1	Ein Monochromator-Stammbaum	91

Tabellenverzeichnis

3.1	Matrix-Einträge der Transfermatrizen im xz-Schnitt	25
3.2	Matrix-Einträge der Transfermatrizen im yz-Schnitt	25
4.1	Charakteristische Werte von Elektronenemittern	29
5.1	Verwendete Computerprogramme	36
6.1	Charakteristische Größen des Tübinger Ω -Monochromators	46
6.2	Theoretische Performance des Tübinger Ω -Monochromators	49
7.1	Systemparameter bei der Energiebreitenmessung	59
9.1	Geometrische Daten der berechneten Wien-Filter-Monochromatoren . . .	77
9.2	Elektrische Parameter der berechneten Wien-Filter-Monochromatoren . .	78
9.3	Geometrische Daten der berechneten Wien-Filter-Monochromatoren . . .	82

Kapitel 1

Einleitung

Die Transmissionselektronenmikroskope (TEM) und die Rasterelektronenmikroskope (REM) sind heutzutage als bildgebende Verfahren in Materialforschung und Life-Science nicht mehr wegzudenken. Seit vielen Jahren, teilweise Jahrzehnten werden derartige Geräte in vielen Bereichen routinemäßig eingesetzt. Seit dem Beginn ihrer kommerziellen Vermarktung erfreuen sie sich einer steten Verbesserung der mit ihnen erreichbaren Auflösung.

Durch die kontinuierliche Weiterentwicklung wurde das Auflösungsvermögen mittlerweile bis nahe an das theoretische Limit gesteigert. Nun sind es die Linsenfehler, allen voran der Öffnungsfehler und der Farbfehler, die die Auflösung moderner Elektronenmikroskope begrenzen [Hai95]. Trotz aller Optimierungen bleiben sie letztendlich bei klassischen Elektronenmikroskopen auflösungsbegrenzend, wie schon Otto Scherzer wusste [Sch36]. Eine weitere Verbesserung moderner Mikroskope hin zu einer noch höheren Auflösung kann in Zukunft nur dann erreicht werden, wenn es gelingt, diese Limitierungen durch die beiden Linsenfehler zu überwinden. Bei der energiegefilterten Transmissionselektronenmikroskopie (EFTEM) stellt sich ein ähnliches Bild dar. Im Laufe der Jahre wurde eine Reihe äußerst leistungsfähiger Spektrometer (siehe z.B. [Uhl94]) entwickelt, die mittlerweile kommerziell verfügbar sind. Das energetische Auflösungsvermögen dieser Systeme ist mittlerweile jedoch durch die Elektronenquelle bestimmt. Auch hier sind Verbesserungen nicht mehr durch reine Optimierungen am Gerät zu erzielen.

Ziel dieser Arbeit ist es, durch Reduktion des Farbfehlers einen Beitrag zur Verbesserung des Auflösungsvermögens von Elektronenmikroskopen zu leisten. Davon profitieren gleichermaßen die EFTEM-Systeme, deren energetisches Auflösungsvermögen ebenfalls substanziell verbessert wird.

Der Weg, der beschritten werden muss, führt dahin, dass neue Bauteile erdacht und entwickelt werden, mit deren Hilfe der Einfluss der genannten Linsenfehler effektiver reduziert oder gar korrigiert werden kann. Primär geht es in dieser Arbeit um die Auflösungsbegrenzung durch den Farbfehler. Insbesondere Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskope sind von den auflösungsbegrenzenden Auswirkungen des Farbfehlers betroffen [Zac95, Kne99, Lut04]. Aber auch in einem System wie dem Transmissionselektronenmikroskop, in dem mit Hilfe eines Korrektors der Öffnungsfehler beseitigt wird, begrenzt der Farbfehler die Ortsauflösung und das Informationslimit des Gerätes [Hai95, Kah99, Ros99].

Wie sich herausstellt, hängt der Farbfehler eines öffnungsfehlerkorrigierten Trans-

missionselektronenmikroskops oder eines Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskops auf lineare Weise von der Energiebreite der zur Beleuchtung verwendeten Elektronen ab ([Gla52, Haw96]). Dieses Verhalten ist analog zur Lichtoptik, in der die Energiebreite des Lichts dem Vorhandensein verschiedener Farben äquivalent ist und so den Namen des Linsenfehlers gibt.

Eine Möglichkeit zur Auflösungssteigerung besteht nun darin, die Energiebreite der verwendeten Elektronen zu verringern. Analog zur Lichtoptik spricht man von einer monochromatischen Beleuchtung, die es zu erzeugen gilt. Rechnungen zeigen, dass eine Energiebreite der Elektronen von $\Delta E = 0,1 \dots 0,2 \text{ eV}$ wünschenswert ist [Hai95, Kah99, Ros99, Moo00]. Heutige Quellen haben jedoch eine um einen Faktor 3..10 größere Energiebreite [Lau82, Tug85, Heu93, Kim97]. Auch gibt es keine kommerziell verfügbare Elektronenstrahlquelle, die diese Anforderungen an die Energiebreite erfüllen könnte. Daher bedarf es einer neuen elektronenoptischen Komponente zur Realisierung der geforderten monochromatischen Beleuchtung: [des Monochromators](#).

Der Monochromator ist an und für sich kein neues Bauteil, werden doch Elektronenmonochromatoren in der Elektronenenergieverlustspektroskopie schon seit Jahrzehnten eingesetzt [Iba91]. Neu ist, dass Monochromatoren im Zusammenhang mit einer Auflösungssteigerung von Mikroskopen eingesetzt werden sollen. Dies führt zu einer Reihe von Forderungen, die von bislang bekannten Systemen nicht erfüllt werden können (siehe Kap.6.2.1). Mit dieser neuen Generation von Systemen, die zur Auflösungssteigerung eingesetzt werden können, geht quasi ein *Quantensprung* im Monochromatorbau einher.

Eine experimentell zu klärende Fragestellung im Monochromatorbau ist die Auswirkung des Boersch-Effekts auf die Energiebreite des Elektronenstrahls. Die hier wichtigen Wechselwirkungen werden als energetischer und lateraler Boersch-Effekt bezeichnet [Boe62, Boe64, Ros80, Sch87, Jan90, Tie99, Kra00]. Dabei ist zum einen die Verbreiterung des Elektronenenergiespektrums in Folge von inelastischen Stößen gemeint, zum anderen das Anwachsen des Strahlbündeldurchmessers infolge der Coulomb-Abstoßung der Elektronen. Der Einfluss des energetischen Boersch-Effekts kann zumindest prinzipiell die vom Monochromator reduzierte Energiebreite des Elektronenstrahls wieder aufweiten. Daher sind experimentelle Ergebnisse zur Energiebreitenreduktion nicht nur in apparativer Sicht interessant, sondern auch im Hinblick auf das physikalische Verhalten eines solchen Vielteilchensystems.

Zumindest für die Rasterelektronenmikroskopie sind bereits prinzipiell geeignete Korrektoren gebaut und erfolgreich in Betrieb genommen wurden [Ros92, Zac95, Maa06]. Jedoch sind sie bislang Prototypen geblieben. Die Koeffizienten des Öffnungsfehlers (C_S) und des Farbfehlers (C_C) des Korrektors können so eingestellt werden, dass sie die auflösungsbegrenzenden Bildfehler des Mikroskops simultan korrigieren.

Da die Korrektur des Farbfehlers jedoch durch elektrostatische Felder bewerkstelligt werden muss, ist sie in modernen Transmissionselektronenmikroskopen mit ihren Strahlenergien von 200 *keV* bislang nicht versucht worden. Ein solches System (siehe [Ros04]) würde außerordentlich aufwändig sein, seine Entwicklung lange und teuer. Die Korrektur des Öffnungsfehlers alleine hingegen kann mit rein magnetischen Bauelementen bewerkstelligt werden und derartige Korrektoren sind inzwischen erfolgreich im Einsatz [Hai95]. Da die Auflösung dann vom verbliebenen Farbfehler limitiert wird, führt auch dies direkt zum Wunsch nach einem Monochromator, um die Auflösung weiter zu steigern.

Experimentelle Untersuchungen an einem derartige Monochromatoren werden in dieser Arbeit behandelt. Es wird über die experimentellen Ergebnisse an einem elektrostatischen Ω -Monochromator berichtet, der für die Transmissionselektronenmikroskopie vorgesehen ist. Im weiteren wird noch ein Blick auf die aktuelle Entwicklung neuer Monochromatoren geworfen sowie dann neue Systeme vorgeschlagen, die sich prinzipiell als „Monochromatoren für morgen“ eignen.

Kapitel 2

Status und Aufgabenstellung

2.1 Status des Monochromatorbaus

In der Rasterelektronenmikroskopie gibt es zurzeit keine kommerziellen Geräte auf dem Markt, die mit einem Monochromator ausgerüstet sind. Auch sind bislang keine solchen Geräte vorgestellt worden. Mittlerweile gibt es jedoch REMs mit Korrektoren für C_C und C_3 , also den Farb- und Öffnungsfehler, die aber kommerziell ebenfalls (noch) nicht verfügbar sind. Monochromatoren bei Transmissionselektronenmikroskopen sind hingegen bereits auf dem Markt verfügbar.

Es gibt einen einfachen Grund, der gleichzeitig aufzeigt, warum die Technologien von Korrektoren und Monochromatoren so aufwändig sind: Die Auflösung eines TEMs / REMs wird durch viele Faktoren begrenzt, zu denen auch die beiden bereits genannten Linsenfehler gehören. Weitere Faktoren sind: Vibrationen, elektromagnetische Einstreuungen, thermischer Drift, Strom- und Spannungsstabilitäten, etc. Der Einfluss all dieser Störungen muss so ausgelegt sein, dass die gewünschte Auflösung erreicht werden kann. Optimiert man nun einen / zwei dieser Faktoren (hier also Farb- bzw. Farb- und Öffnungsfehler), so kann die erreichbare Auflösung trotzdem nur dann gesteigert werden, wenn die Begrenzungen auch bei allen anderen Faktoren verringert werden.

Praktisch bedeutet das: ein neues Gerät. Da es sehr aufwändig ist, ein neues Gerät zu entwickeln, wird dieser Weg von den Herstellern nur zögernd beschritten.

Zurzeit werden Monochromatoren kommerziell nur in TEMs verbaut, bei denen in jüngster Zeit erhebliche Anstrengungen unternommen wurden, die oben genannten Begrenzungen zu verringern. Die Steigerung der Auflösung ist bei diesen Geräten auch am größten.

Von den TEM-Herstellern werden dabei unterschiedliche Systeme entwickelt:

- Carl Zeiss NTS: Ähnlich zu dem Tübinger System soll ein elektrostatischer Ω -Monochromator in den neuen SESAM/SATEM-Systemen zum Einsatz kommen [Ben03], der jedoch von der CEOS GmbH in Heidelberg gebaut wird und dessen Prinzip in [Kah99] beschrieben wurde. Der Monochromator ist in hohem Maße symmetrisch aufgebaut, um die Auflösung des nachfolgend Mikroskops möglichst nicht zu beeinträchtigen.
- JEOL: Hier wird ein aus zwei Wien-Filtern bestehendes System verwendet, was

eine gewisse Symmetrie des Strahlengangs bietet und damit eine gewisse Bildfehlerarmut des Monochromators erlaubt. Nach der Vorstellung des Systems [Tan00] sind allerdings keine weiteren Daten bekannt geworden.

- FEI: Es ist das einzige System, welches bereits verkauft wird. Hier leistet ein kurzes Wien-Filter im Bereich des Elektronenstrahlerzeugers die Reduktion der Energiebreite¹[Moo99, Bat00].

Allen diesen Monochromatoren ist gemeinsam, dass sie in einem Bereich des Elektronenstrahlerzeugers arbeiten, in dem die Energie der Elektronen noch nicht ihren Endwert erreicht hat sondern zwischen $E_{kin} \approx 100 \text{ eV} \dots 5 \text{ keV}$ beträgt. Erst nach dem Monochromator werden die Elektronen dann auf ihre Endenergie beschleunigt.

Das Aufkommen der ersten kommerziell verfügbaren Monochromatoren ist noch nicht allzu lange her. Daher wird die Entwicklung und Weiterentwicklung dieser Systeme für die nächsten Jahre ein wichtiges Thema bleiben. Dies gilt insbesondere für die Rasterelektronenmikroskopie, denn hier ist der Markt erheblich größer als der der Transmissionselektronenmikroskopie. Dies gilt auch insbesondere hinsichtlich der benötigten Automatisierung: Der durchschnittliche Mikroskopnutzer kann zwar sein Mikroskop selbst justieren und bedienen, nicht jedoch einen Monochromator. Dieser muss daher in seiner Bedienung vor dem Benutzer verborgen werden und auf Knopfdruck zuverlässig funktionieren.

2.2 Status und Aufgabenstellung dieser Arbeit

Der experimentelle Teil dieser Dissertation ist die Fortsetzung der in [Kre97, Web97] begonnenen Arbeit und berichtet über den modifizierten Monochromator-Teststand und die Ergebnisse, die damit erzielt wurden. Die Arbeit wurde dabei im Rahmen der DFG-Projekte PL 258/1-1 und PL 258/1-2 durchgeführt.

Noch bevor der eigentliche Monochromator eingebaut und getestet wurde, wurden systematische Energiebreitenmessungen an der selbst entwickelten und aufgebauten Elektronenstrahlquellen mit ZrO/W-Emitter durchgeführt. Die Ergebnisse wurden dann zur Optimierung des Elektronenstrahlerzeugers herangezogen.

Nach der Fertigstellung des Monochromators und der Komplettierung des Teststandes begann die Inbetriebnahme. So konnten erste Erfahrungen mit der Justage gesammelt werden. Wie erwartet, stellte sich die optimale Justage als außerordentlich schwierig heraus, auch wenn eine grobe Vorjustage erstaunlich schnell erfolgen konnte.

Als dann die ersten Messungen am System durchgeführt wurden [Hub02, Hub04], zeigte sich seine grundsätzliche Funktionalität; die eigentlich erwartete Performance - ein Elektronenstrahl mit einer Energiebreite von $\Delta E = 0,2 \text{ eV}$ - wurden jedoch nicht erreicht. Der Grund lag - im Nachhinein betrachtet - in einer Kombination aus Elektronenstrahlquelle und Energieanalysator: die Elektronenstrahlquelle wurde noch nicht optimal betrieben und als echter Flaschenhals hatte sich darüber hinaus der sehr geringe Strahlstrom nach dem Möllenstedt-Analysator entpuppt. Die aufgenommenen Spektren waren trotz optimaler Auslegung des Systems durch ihr schwaches Signal begrenzt und stellten so ein unteres Limit für die gemessenen Energiebreiten dar.

¹In Kap.9 wird auf diesen Monochromator kurz eingegangen.

Aufgrund der bis dahin gewonnenen Erfahrungen wurde das System dann an seinen „Problemzonen“ gründlich überarbeitet.

Das Ziel dieser Arbeit war daher, mit dem Monochromator eine Energiebreite von $\Delta E = 0,2 \text{ eV}$ zu erreichen und zwar mit einem ZrO/W-Emitter. Dazu wurden Modifikationen an der Elektronenstrahlquelle, am Vakuumsystem, am Möllenstedt-Analysator, am eigentlichen Monochromator, an den Ablenkern sowie am Erdungskonzept und an den Strom- und Spannungsversorgungen durchgeführt. Kapitel 6 beinhaltet eine Beschreibung der Komponenten des Teststands. Obwohl der Teststand prinzipiell gleich geblieben ist, wurden doch ganz erhebliche Verbesserungen und Detailverbesserungen durchgeführt. In Kapitel 7 werden die experimentellen Ergebnisse exemplarisch vorgestellt, das Kapitel schließt mit einer Fehlerbetrachtung. Es folgt in Kapitel 8 eine Interpretation und ein Ausblick.

Mit Kapitel 9 beginnt der zweite Teil dieser Dissertation, er behandelt als mögliche Alternative zum in Kapitel 6 vorgestellten Ω -Monochromator ein Erfolg versprechendes Wien-Filter-System. Um nicht für jede Variation des Wien-Filter-Systems eine aufwändige, dreidimensionale Simulation durchführen zu müssen, werden bei der Berechnung der Systeme Näherungen gemacht, die eine schnelle Beurteilung der Eigenschaften erlauben.

Die dazu notwendigen Überlegungen befinden sich in Kapitel 3, welches der restlichen Arbeit vorangestellt ist. Dies gilt auch für Kapitel 4, welches vor Beginn der experimentellen Arbeit nochmals die wichtigsten Fakten zu den in den Elektronenstrahlquellen verwendeten Emittlern in Erinnerung ruft.

Kapitel 3

Zur Theorie des Wien-Filters und der schnellen, näherungsweise Berechnung seiner Eigenschaften

Aufgrund weiterführender Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurden speziell Monochromatoren auf Wien-Filter Basis untersucht¹. In diesem Kapitel wird daher hauptsächlich die Bewegung von Elektronen in Wien-Filtern untersucht - unter der Voraussetzung, dass die optische Achse des Systems stets gerade bleibt. Der Schwerpunkt liegt dabei in der Herleitung der Bahngleichung der Elektronen und der daraus folgenden kompakten Beschreibung durch Matrizen. Denn zu der Bahngleichung der Elektronen in Wien-Filtern können unter gewissen Annahmen analytische Lösungen angegeben werden. Diese Lösungen entsprechen dabei den Elektronenbahnen und ihre Werte lassen sich in einem nächsten Schritt aus Matrizen berechnen. Damit gelingt es, die Elektronenbahnen von Anordnungen aus mehreren Wien-Filtern durch eine Folge von Matrixmultiplikationen darzustellen und zu berechnen. Wird diese Beschreibung auch auf andere elektronenoptische Elemente verallgemeinert, so erhält man die Möglichkeit, komplexere Systeme mit den unterschiedlichsten elektronenoptischen Komponenten kompakt zu beschreiben und deren Bahnen - unter den gemachten Annahmen - schnell zu berechnen.

3.1 Die Bewegung des Elektrons bei gerader optischer Achse

Ausgehend von der Lorentz- und Coulombkraft lässt sich die Bahngleichung der Elektronen in einem Wien-Filter berechnen. Sie ist nötig, um ein Verständnis der elektronenoptischen Eigenschaften des Wien-Filters zu gewinnen. Über die Berechnung von Abbildungseigenschaften elektronenoptischer Systeme allgemeinerer Natur, insbesondere Systemen mit gekrümmter optischer Achse (wie der Ω -Monochromator in Kap.6 eines ist) siehe [Pli78, Ros87b, Kah99, Pli02b], die Anfänge gehen dabei auf [Bus37] und [Gla52] zurück. Da in diesem Kapitel im Wesentlichen die linearisierte Bahngleichung hergeleitet und diskutiert wird, wird hier eine Lösungsmethode angewandt, die direkter

¹Siehe Kap. 9.

ist als die Methoden, die in der zitierten Literatur zu finden sind. Für weiterführende Berechnungen - beispielsweise der Bildfehler - ist sie dann allerdings nicht mehr geeignet.

Im folgenden wird die Welleneigenschaft des Elektrons vernachlässigt² und es werden nur unrelativistische Geschwindigkeiten betrachtet³. Es gilt dann:

$$\vec{F} = m_e \vec{a} = -e \cdot \{ \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \} \quad (3.1)$$

Die elektrischen und magnetischen Felder, in denen sich die Elektronen bewegen, lassen sich hier aus skalaren Funktionen ableiten, da in der unmittelbaren Umgebung der Elektronen weder Ladungen noch Ströme vorhanden sind [Jac75]⁴:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -\vec{\nabla}\varphi, \\ \vec{B} &= -\vec{\nabla}\psi. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Um nun aus der Bewegungsgleichung Gl.3.1 die Bahngleichung zu erhalten, muss die Zeit eliminiert werden. Die untersuchten Wien-Filter-Systeme besitzen nach Voraussetzung eine gerade optische Achse, die mit der z-Achse eines kartesischen Koordinatensystems zusammenfallen soll. Weiterhin sollen sich die Elektronen in der unmittelbaren Umgebung dieser optischen Achse bewegen. Dann ist die z-Koordinate eine echte unabhängige Variable und man kann mit Hilfe einer Transformation die Zeit aus Gl.3.1 eliminieren und durch die z-Koordinate ersetzen.

Es werden im folgenden Ableitungen nach der z-Komponente mit einem Strich, Ableitungen nach der Zeit mit einem Punkt gekennzeichnet ($\frac{d}{dz} = ' , \frac{d}{dt} = \dot{}$). Um die Bahngleichung möglichst kompakt schreiben zu können, fasst man die x- und y-Koordinate ebenso wie die Kräfte und Felder komplex zusammen und erhält so mit

$$w = x + iy, \quad F_w = F_x + iF_y, \quad E_w = E_x + iE_y, \quad B_w = B_x + iB_y$$

und mit der komplexen Geschwindigkeit

$$v_w = v_x + iv_y = \frac{dx}{dt} + i\frac{dy}{dt} = \frac{dz}{dt} \left(\frac{dx}{dz} + i\frac{dy}{dz} \right) = v_z w'. \quad (3.3)$$

Dabei soll \bar{w} die zu w konjugiert komplexe Größe sein. Es gelten die bekannten Regel [Ros87b, Pli96], beispielsweise gilt für x

$$x = \Re\{w\} = \frac{1}{2}(w + \bar{w}). \quad (3.4)$$

Für das elektrische Feld gilt:

$$\begin{aligned} E_w &= E_x + iE_y = -\frac{\partial\varphi}{\partial x} - i\frac{\partial\varphi}{\partial x} = -2\frac{\partial\varphi}{\partial\bar{w}}, \\ E_z &= -\frac{\partial\varphi}{\partial z} \end{aligned}$$

²Dies ist im Rahmen dieser Rechnungen möglich, da die Aperturen und die Wellenlänge der Elektronen des Systems zu einem Airyspot führen, der vernachlässigbar klein ist. In Fällen, in denen diese Voraussetzungen nicht erfüllt sind, müssen wellenoptische Rechnungen durchgeführt werden.

³Wien-Filter-Monochromatoren arbeiten nach Möglichkeit immer mit Elektronenenergien, die so gering wie möglich sind, um eine möglichst große Dispersion zu erhalten, siehe Gl.3.59. Bei den hier untersuchten Systemen können daher relativistische Effekte vernachlässigt werden.

⁴Der von den Elektronen selbst erzeugte Strom und die Elektronenladung wird ebenfalls vernachlässigt, da sie klein sind im Verhältnis zu den makroskopischen Ladungen und Strömen.

und für das magnetische Feld:

$$\begin{aligned} B_w &= B_x + iB_y = -\frac{\partial\psi}{\partial x} - i\frac{\partial\psi}{\partial x} = -2\frac{\partial\psi}{\partial\bar{w}}, \\ B_z &= -\frac{\partial\psi}{\partial z}, \end{aligned}$$

so dass man die Bewegungsgleichung Gl.3.1 komponentenweise schreiben kann:

$$F_w = m_e\ddot{w} = -eE_w - iev_wB_z - iev_zB_w, \quad (3.5)$$

$$F_z = m_e\ddot{z} = -eE_z + e\Im\{v_w\bar{B}_w\}. \quad (3.6)$$

Die in Gl.3.5 enthaltene Zeitabhängigkeit wird nun mit Hilfe der Geschwindigkeit der Elektronen eliminiert.

Es gilt der Energiesatz:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}m_e(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) &= \frac{1}{2}m_e v_z^2(1 + w'\bar{w}') = e\varphi \\ \rightarrow v_z &= \frac{dz}{dt} = \sqrt{2\frac{e}{m_e}\frac{\varphi}{(1 + w'\bar{w}')}}. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Mit dieser Beziehung lässt sich nun die Zeitabhängigkeit im Ausdruck \ddot{w} von Gl.3.5 eliminieren (siehe [Bär99]), denn es gilt:

$$\ddot{w} = \ddot{z}w' + v_z^2w''. \quad (3.8)$$

Ebenso kann \ddot{z} mit Hilfe von Gl.3.7 umgeschrieben werden:

$$\begin{aligned} \ddot{z} &= \frac{d}{dt}v_z = \frac{d}{dt}\left\{\sqrt{2\frac{e}{m_e}\frac{\varphi}{(1 + w'\bar{w}')}}\right\} \\ &= \frac{e}{m_e}\frac{d}{dz}\left[\frac{\varphi}{1 + w'\bar{w}'}\right] = \frac{e}{m_e}\left[-\frac{E_z}{1 + w'\bar{w}'} - \frac{\varphi(w''\bar{w}' + w'\bar{w}'')}{(1 + w'\bar{w}')^2}\right]. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Damit lassen sich alle Zeitabhängigkeiten aus Gl.3.5 ersetzen. Man erhält eine neue (Differential-) Gleichung, die als *Bahngleichung* bezeichnet wird, denn sie beschreibt direkt den Verlauf der Elektronenbahnen entlang der optischen Achse:

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{E_z w'}{1 + w'\bar{w}'} - \frac{2\varphi w''}{1 + w'\bar{w}'} + \frac{\varphi(w''\bar{w}' + w'\bar{w}'')w'}{(1 + w'\bar{w}')^2} = \\ E_w + i\sqrt{2\frac{e}{m_e}\frac{\varphi}{(1 + w'\bar{w}')}}\{B_w - B_z w'\}. \end{aligned}} \quad (3.10)$$

Diese Gleichung ist im Rahmen der gemachten Annahmen exakt. Im folgenden werden nun Näherungen gemacht, um verständliche Aussagen, insbesondere Lösungen dieser Differentialgleichung gewinnen zu können. Wie sich herausstellen wird, ist diese Differentialgleichung bei den hier betrachteten Wien-Filtern nur schwach inhomogen.

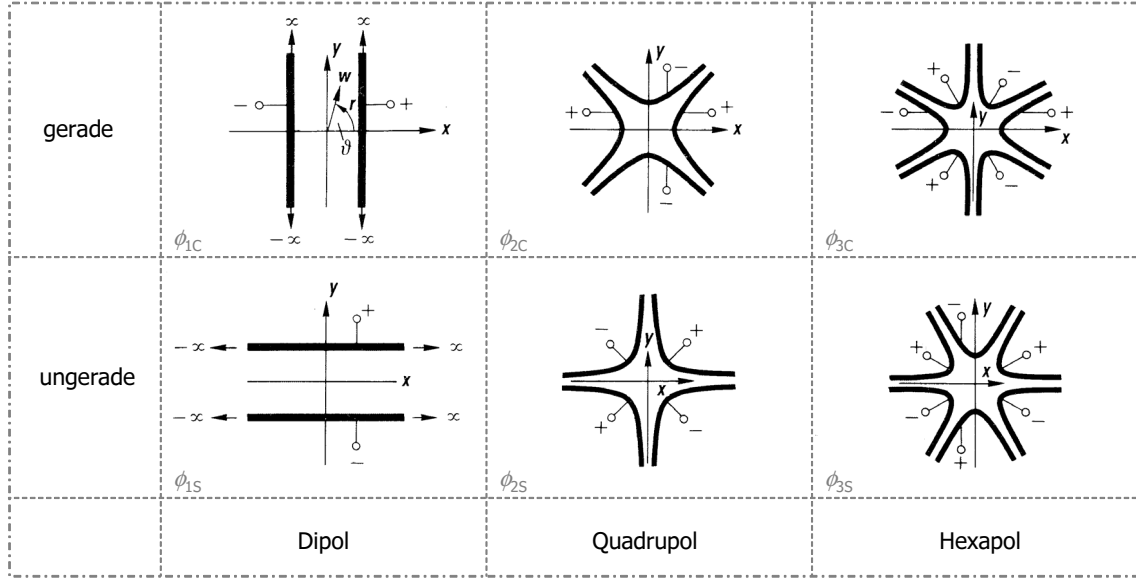


Abbildung 3.1: Das elektrische Potential kann nach so genannten *ebenen Multipolen* entwickelt werden. Diese Reihenentwicklung besitzt den großen Vorteil, dass den einzelnen Entwicklungskoeffizienten die physikalische Bedeutung einer Feldverteilung zukommt, die durch Elektrodenanordnungen (den Multipolen) erzeugt werden können. Es sind die ersten drei ebenen Multipole des elektrischen Feldes (aus [Pli82]) dargestellt, in der Zeile *gerade* der Realteil $\phi_{\nu c}$, in der Zeile *ungerade* der Imaginärteil $\phi_{\nu s}$ mit $\nu = 1, 2, 3$.

3.2 Die Multipolentwicklung des Potentials

Zunächst werden die elektrischen und magnetischen Potentiale nach speziellen Potenzreihen des komplexen Achsabstands w und \bar{w} entwickelt, den *ebenen Multipolen* [Pli82, Ros87b, Kah99, Pli02a]:

$$\varphi = \sum_{\nu=0}^{\infty} \varphi_{\nu}, \quad \varphi_{\nu} = \sum_{\lambda=0}^{\infty} (-1)^{\lambda} \frac{\nu!}{\lambda!(\lambda+\nu)!} \left(\frac{w\bar{w}}{4}\right)^{\lambda} \Re[\bar{w}^{\nu} \phi_{\nu}^{(2\lambda)}], \quad (3.11)$$

$$\psi = \sum_{\nu=0}^{\infty} \psi_{\nu}, \quad \psi_{\nu} = \sum_{\lambda=0}^{\infty} (-1)^{\lambda} \frac{\nu!}{\lambda!(\lambda+\nu)!} \left(\frac{w\bar{w}}{4}\right)^{\lambda} \Re[\bar{w}^{\nu} \Psi_{\nu}^{(2\lambda)}]. \quad (3.12)$$

ϕ_{ν} ist dabei der Multipolkoeffizient ν ter Zähligkeit. Er ist eine komplexe Größe mit $\phi_{\nu} = \phi_{\nu c} + i\phi_{\nu s}$, siehe Fig.3.1. ν gibt dabei die Zähligkeit der Feldkomponente um die optische Achse an. Für die Potentiale können dabei die folgenden Entwicklungen gemacht werden, die notwendig sind, um die Bahngleichung zu linearisieren und die Bildfehler zweiter Ordnung zu bestimmen:

$$\varphi = \phi_0 + \Re(\phi_1 \bar{w}) + \dots, \quad (3.13)$$

$$\Psi = \Psi_0 + \Re(\Psi_1 \bar{w}) + \dots \quad (3.14)$$

Für die elektrischen Felder ergibt sich dann

$$E_w = -\phi_1 + \frac{1}{2}\phi_0'' w - 2\phi_2 \bar{w} + \frac{1}{4}\phi_1'' w \bar{w} + \frac{1}{8}\bar{\phi}_1'' w^2 - 3\phi_3 \bar{w}^2 + \dots, \quad (3.15)$$

$$E_z = -\phi_0' - \Re(\phi_1' \bar{w}) + \dots, \quad (3.16)$$

für die magnetischen Felder äquivalent

$$B_w = -\Psi_1 + \frac{1}{2}\Psi_0''w - 2\Psi_2\bar{w} + \frac{1}{4}\Psi_1''w\bar{w} + \frac{1}{8}\bar{\Psi}_1''w^2 - 3\Psi_3\bar{w}^2 + \dots, \quad (3.17)$$

$$B_z = -\Psi_0' - \Re(\Psi_1'\bar{w}) + \dots \quad (3.18)$$

$$= B - \Re(\Psi_1'\bar{w}) + \dots \quad (3.19)$$

Dabei ist die Energie (und somit auch die Geschwindigkeit) durch das elektrische Potential $\varphi = \varphi(w, \bar{w}, z)$ gegeben. Üblicherweise wird das Potential am Objekt bei $z = z_G$ festgelegt über die Landeenergie E_G zu $e\phi(z_G) = E_G$ ⁵. Auf der optischen Achse gilt die einfache Form $E_{kin} = \frac{p_e^2}{2m_e} = e\phi_0$. Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Monochromatoren gilt außerhalb der Elektronenquelle stets $\phi_0 = \phi_0(z) = \text{const.}$

Die Bahngleichung eines Elektrons mit einer um ΔE verschiedenen Energie lässt sich aus der Bahngleichung Gl.3.10 gewinnen, indem die Substitution

$$\phi_0 \rightarrow \phi_0 + \frac{\Delta E}{e} = \phi_0 \left(1 + \frac{\Delta E}{E_{kin}}\right) = \phi_0(1 + \kappa) \quad (3.20)$$

mit der relativen Energieabweichung $\kappa = \frac{\Delta E}{E_{kin}}$ vorgenommen wird. Dabei soll stets gelten: $\kappa \ll 1$.

3.3 Zur Lösung der Bahngleichung

Setzt man die Entwicklungen Gl.3.13-3.20 in die Bahngleichung Gl.3.10 ein, so kann das Ergebnis mit

$$\eta = \sqrt{\frac{e}{2m_e\phi_0}} \quad (3.21)$$

wie folgt geschrieben werden:

$$\boxed{w'' + \left(\frac{1}{2}\frac{\phi_0'}{\phi_0} - i\eta B\right)w' + \left(\frac{1}{4}\frac{\phi_0''}{\phi_0} - \frac{1}{2}i\eta B'\right)w - \left(\frac{\phi_2}{\phi_0} + 2i\eta\Psi_2\right)\bar{w} - \frac{1}{2}i\eta\Psi_1\frac{\Re\{\phi_1\bar{w}\}}{\phi_0} = \sum_{n=0} s_n.} \quad (3.22)$$

Dabei ist zu beachten, dass die Dipolfelder ϕ_1 und Ψ_1 hier nicht unabhängig voneinander gewählt werden dürfen, um die Voraussetzungen (gerade optische Achse) nicht zu verletzen.

Für die Inhomogenitätsterme s_n der Bahngleichung kann dabei geschrieben werden

$$s_n = \sum_{a+b+c+d+e=n} G_{abcde}(z)w^a\bar{w}^b w'^c\bar{w}'^d\kappa^e. \quad (3.23)$$

Die s_n enthalten dabei alle Entwicklungsterme, deren aufsummierte Potenzen der w , \bar{w} , w' , \bar{w}' und κ genau n ergeben. Die Koeffizienten G_{abcde} sind dabei Funktionen von z . In ihnen treten nur Multipolkoeffizienten ϕ_ν und Ψ_ν mit der Zähligkeit ν auf, für die gilt:

⁵Gelegentlich wird aber auch das Potential ϕ_c auf der Kathode 0 gesetzt [Ros90b].

$\nu \leq (a + b + c + d + 1)$ [Pli78, Ros87b]. Für s_0 und s_1 ergeben sich beispielsweise die folgenden einfachen Ausdrücke:

$$s_0 = G_{00000} = \left(\frac{\phi_1}{2\phi_0} + i\eta\Psi_1 \right), \quad (3.24)$$

$$s_1 = G_{00001} = -\frac{\kappa}{2} \left(\frac{\phi_1}{\phi_0} + i\eta\Psi_1 \right). \quad (3.25)$$

Aus Gl.3.22 kann nun die Lösung $w_L(z)$ der Bahngleichung konstruiert werden. Mit der (schon gestellten) Forderung, dass die Elektronenbahnen in der Nähe der optischen Achse verlaufen sollen, gilt für die w, \bar{w}, w' und $\bar{w}' \ll 1$ (wie auch für κ). Unter diesen Voraussetzungen kann die Lösung $w_L(z)$ von Gl.3.22 sukzessive durch folgenden Ansatz approximiert werden [Ros87b, Kah99, Pli02a]:

$$w_L(z) = w^{(1)}(z) + \sum_{n=2}^{\infty} w^{(n)}(z) \quad (3.26)$$

mit $w^{(1)}(z)$ als der - zumeist numerisch bestimmten - Lösung der homogenen Gleichung Gl.3.22. Die $w^{(n)}$ beschreiben dabei die Änderungen der Elektronenbahn bei Berücksichtigung von s_n in Gl.3.22 (ausgehend von der homogenen Gleichung). Anschaulich wird die Lösung $w_L(z)$ umso besser approximiert, je mehr Inhomogenitäten s_n berücksichtigt werden⁶.

Die einzelnen $w^{(n)}(z)$ mit $n > 1$ nennt man die Bahnstörungen von *n.ter Stufe*. Sie bestehen aus einer Summe von Monomen [Pli78, Ros87b, Kah99], den zugehörigen *Fehlerbahnen*. In Bildpunkten $z = z_B$ entsprechen die Werte dieser Fehlerbahnen den *Bildfehlern* des Systems. Die Summe $a + b + c + d$ wird die *Ordnung* der Bahnstörung und der Fehlerbahnen genannt. Die Potenz des Parameters κ wird *Grad* genannt.

Ein ideales und daher (bild-) fehlerfreies System liegt genau dann vor, wenn $w_L(z) = w^{(1)}(z)$ gilt. Dies ist aber praktisch nie der Fall. Daher wird bei der Entwicklung elektronenoptischer Komponenten und Systeme zunächst immer versucht, den Betrag der Fehlerbahnen durch Optimierungen gering zu halten. Die kann zum einen dadurch gelingen, indem die Elektroden- und Polschuhform entsprechend gewählt wird, zum anderen durch das Arrangement an vorteilhaften Positionen im Strahlengang. Führen diese Maßnahmen nicht zum Erfolg, so muss - wie bei den Systemen im Rahmen dieser Arbeit - der Strahlengang entsprechend angepasst werden, um beispielsweise unter Ausnutzung von Symmetrien die gewünschten Eigenschaften einzustellen.

Gelingt es dann, eines der Monome der $w^{(i)}(z)$ zumindest an Bildpunkten $z = z_B$ zum Verschwinden zu bringen, so gilt das System bezüglich des zugehörigen Bildfehlers als *korrigiert*. Sind dabei zusätzliche, elektronenoptische Komponenten eingesetzt worden, so bezeichnet man diese Komponenten als *Korrektor*. Je mehr Bildfehler in einem System korrigiert sind, desto höher ist sein *Korrekturgrad*⁷.

⁶In Gl.3.26 läuft der Index n von 1 an, in Gl.3.22 jedoch von 0 an. Dies ist jedoch keine Inkonsistenz, denn wie sich zeigen wird, muss $s_0 = 0$ gelten (siehe Gl.3.29), da die elektrischen und magnetischen Dipolfelder ϕ_1 und Ψ_1 nicht unabhängig gewählt werden können.

⁷Die Bezeichnungsweise *Korrekturgrad* ist in der Literatur nicht definiert, entsprechend willkürlich kann sie eingesetzt werden.

In dieser Arbeit wird dabei dieselbe Nomenklatur verwandt, wie sie z.B. auch in [Ros87b, Kah99, Pli02a, Pli02b] benutzt wird. Zur Diskussion der Bahnverläufe sei angemerkt, das eine Ebene, die die optische Achse eines Systems beinhaltet, als *Schnitt* bezeichnet wird⁸.

3.4 Die paraxiale Bahngleichung

Nun müssen weitere Bedingungen in Gl.3.22 eingearbeitet werden, damit die optische Achse - wie gefordert - gerade bleibt und das optische System, welches durch die Gleichung repräsentiert wird, möglich einfach wird.

Folgende Forderungen werden wie in [Ros87a, Ros90a] gestellt:

1. Es soll keine axiale Komponente der elektrischen und magnetischen Felder geben. Damit gilt: $\frac{\partial^n \Psi}{\partial z^n} \Big|_{w=0} = 0$ für $n \geq 0$, $\frac{\partial^n \varphi}{\partial z^n} \Big|_{w=0} = 0$ für $n \geq 1$.
2. Auf der optischen Achse soll das elektrische Feld in x-Richtung gerichtet sein: $|\vec{E}| = E_x(x=0, y=0, z) = -\phi_{1c}$ und damit $\phi_1 = \bar{\phi}_1 = \phi_{1c}$.
3. Damit nun die optische Achse gerade bleibt, muss als notwendige Bedingung das Magnetfeld auf der optischen Achse zwingend ([Pli02b]) senkrecht und damit in y-Richtung orientiert sein⁹: $|\vec{B}| = B_y(x=0, y=0, z) = -\Psi_{1s}$ und damit $\Psi_1 = -\bar{\Psi}_1 = i\Psi_{1s}$.
4. Die in Punkt zwei und drei gestellten Forderungen an die elektrischen und magnetischen Dipole sollen auch für höhere Multipole mit der Zähligkeit ν gelten, also: $\phi_\nu = \bar{\phi}_\nu = \phi_{\nu c}$ und $\Psi_\nu = -\bar{\Psi}_\nu = i\Psi_{\nu s}$.

Nun kann für s_0 in Gl.3.24 geschrieben werden:

$$s_0 = \frac{\phi_{1c}}{2\phi_0} - \eta\Psi_{1s}. \quad (3.27)$$

Damit die optische Achse gerade bleibt, muss für die Erregungen der Dipolfelder gelten ([Pli78, Ros87a, Ros90a, Pli02b]):

$$s_0 = \frac{\phi_{1c}}{2\phi_0} - \eta\Psi_{1s} = 0. \quad (3.28)$$

So erhält man die (erste) **Wien-Bedingung**:

$$\boxed{\frac{\phi_{1c}}{\Psi_{1s}} = 2\eta\phi_0 = v_z(0, 0, z) = v_{z0}}. \quad (3.29)$$

⁸Bei den hier betrachteten Systemen beinhaltet ein Schnitt immer die vollständige optische Achse (Vom Gegenstand bis zum Bild). Dies gilt auch für den Ω -Monochromator in Kap.6 trotz seiner gekrümmten optischen Achse. Bei Systemen mit gekrümmter **und** tordierter optischer Achse liegt diese dann nicht mehr in einer Ebene.

⁹Diese Erkenntnis erhält man aus der Bahngleichung des allgemeinen Falls [Kah99]. Man stellt dann fest, dass die Krümmung der optische Achse nur von Dipolfeldern verursacht wird.

Das Verhältnis $\frac{\phi_{1c}}{\Psi_{1s}} = \frac{E_x}{B_y}$ muss also gerade der Geschwindigkeit der Elektronen entsprechen.

Linearisiert man nun Gl.3.22 unter Beachtung der aufgestellten Forderungen, so erhält man folgende, deutlich einfachere Form (siehe auch [Ros87a, Ros90a, Ger01]):

$$w'' - \left[\frac{\phi_{2c}}{\phi_0} - 2\eta\Psi_{2s} \right] \bar{w} + \frac{1}{8} \left(\frac{\phi_{1c}}{\phi_0} \right)^2 [w + \bar{w}] = -\frac{\kappa}{4} \frac{\phi_{1c}}{\phi_0}. \quad (3.30)$$

Der letzte Term auf der linken Seite kann auch als $\frac{1}{4} \left(\frac{\phi_{1c}}{\phi_0} \right)^2 x$ geschrieben werden. Dies weist darauf hin, dass durch die Wahl der x-Achse als Richtung des elektrischen Feldes bereits eine Vorzugsrichtung vorgegeben ist.

Zur Darstellung der Lösungen ist es hilfreicher, Gl.3.30 nach w und \bar{w} getrennt aufzuschreiben:

$$w'' + \frac{1}{8} \left(\frac{\phi_{1c}}{\phi_0} \right)^2 w + \left[2\eta\Psi_{2s} - \frac{\phi_{2c}}{\phi_0} + \frac{1}{8} \left(\frac{\phi_{1c}}{\phi_0} \right)^2 \right] \bar{w} = -\frac{\kappa}{4} \frac{\phi_{1c}}{\phi_0}. \quad (3.31)$$

Mit folgenden Abkürzungen

$$\tau_D^2(z) = \frac{1}{4} \left(\frac{\phi_{1c}(z)}{\phi_0} \right)^2 \quad \text{und} \quad \tau_Q^2(z) = \frac{\phi_{2c}(z)}{\phi_0} - 2\eta\Psi_{2s}(z) \quad (3.32)$$

lässt sich Gl.3.31 noch etwas kompakter schreiben:

$$w'' + \frac{1}{2} \tau_D^2 w + \left(\frac{1}{2} \tau_D^2 - \tau_Q^2 \right) \bar{w} = -\frac{1}{2} \tau_D \kappa. \quad (3.33)$$

Gl.3.31 bzw. Gl.3.33 nennt man auch die *paraxiale* Bahngleichung des Systems. Die Linearisierung der Bahngleichung bedeutet anschaulich, dass nur Elektronenbahnen in der unmittelbaren Umgebung der optischen Achse betrachtet werden. Im folgenden werden die Lösungen der paraxialen Bahngleichung untersucht. Ihre Bedeutung liegt darin, dass sie die unter optischen Aspekten wichtigsten Eigenschaften wie Lage eines Bild- oder Beugungsbildpunkts, Dispersion oder Vergrößerung festlegen.

3.5 Lösungen der paraxialen Bahngleichung

Zunächst werden die Lösungen $w^{(1)}(z)$ der homogenen paraxialen Bahngleichung Gl.3.33 gesucht ($\kappa = 0$). Die Inhomogenitäten werden in einem zweiten Schritt in Kap.3.6 mitberücksichtigt. Die Lösungen werden dabei als *paraxiale Bahnen* bezeichnet.

Paraxiale Bahngleichungen, wie sie in elektronenoptischen Systemen auftreten, sind immer lineare komplexe Differentialgleichungen zweiter Ordnung, so auch Gl.3.10 und Gl.3.30 bzw. Gl.3.31. Die homogene Bahngleichung besitzt dabei im allgemeinen vier komplexe linear unabhängige Lösungen [Ros87b], die *paraxiale Fundamentalbahnen* genannt werden. Definitionsgemäß handelt es sich um Fundamentalbahnen erster Ordnung erster Stufe. Sie beschreiben in einem elektronenoptischen System die Abbildung vom Gegenstand bei $z = z_G$ zum Bild bei $z = z_B$. Jede beliebige paraxiale Elektronenbahn

$w^{(1)}(z)$ kann dabei als Linearkombination der vier linear unabhängigen paraxialen Fundamentalbahnen dargestellt werden:

$$w^{(1)}(z) = \alpha w_\alpha(z) + \beta w_\beta(z) + \gamma w_\gamma(z) + \delta w_\delta(z), \quad (3.34)$$

wobei hier folgende, an die Systemkonfiguration angepasste Anfangsbedingungen gelten sollen¹⁰ [Pli78, Ros87a, Ros90a, Pli02b]:

$$\begin{aligned} w_\alpha(z_G) &= x_\alpha(z_G) = 0, & w'_\alpha(z_G) &= x'_\alpha(z_G) = 1, \\ w_\beta(z_G) &= iy_\beta(z_G) = 0, & w'_\beta(z_G) &= iy'_\beta(z_G) = i, \\ w_\gamma(z_G) &= x_\gamma(z_G) = 1, & w'_\gamma(z_G) &= x'_\gamma(z_G) = 0, \\ w_\delta(z_G) &= iy_\delta(z_G) = i, & w'_\delta(z_G) &= iy'_\delta(z_G) = 0. \end{aligned} \quad (3.35)$$

Dabei sind die Vorfaktoren in Gl.3.34 reell und entsprechen den Anfangsbedingungen des elektronenoptischen Systems:

- α und β entsprechen den Startaperturen (Startwinkeln) des Systems, gemessen gegen die optische Achse, unter denen die Elektronen im xz- und im yz-Schnitt bei $z = z_G$ starten. Sie sind dimensionslos, die ihnen zugeordneten Bahnen w_α und w_β werden die *axialen Fundamentalbahnen* genannt und haben die Dimension einer Länge.
- γ und δ entsprechen der halben Objekthöhe. Sie haben die Dimension einer Länge, die ihnen zugeordneten Bahnen werden als *Feldbahnen* bezeichnet und sind dimensionslos.

In Übereinstimmung mit der Definition der Fundamentalbahnen in Kap.3.3 handelt es sich bei diesen vier paraxialen Bahnen um geometrische Fundamentalbahnen (erster Ordnung und erster Stufe), da in den Anfangsbedingungen nur rein geometrische Parameter wie Winkel und Abstände auftreten.

Schreibt man Gl.3.31 komponentenweise, so erfüllen die Bahnen im xz- und yz-Schnitt folgende Bahngleichungen:

$$x''(z) + (\tau_D^2(z) - \tau_Q^2(z))x(z) = 0 \quad (3.36)$$

$$y''(z) + \tau_Q^2(z) y(z) = 0 \quad (3.37)$$

Sind τ_D und τ_Q nicht konstant, so müssen numerische Verfahren zur Gewinnung der Bahnen eingesetzt werden.

Im Hinblick auf eine spätere, einfache und schnelle Berechnung kann jedoch noch eine weitere, vereinfachende Annahme gemacht werden, die so genannte *Kastenfeldnäherung* oder **SCOFF**¹¹-Approximation. Es wird dabei angenommen, dass die elektrischen und magnetischen Multipolfelder (z.B. eines Wien-Filters) nur innerhalb des Bauteils von Null verschieden und dann stückweise konstant sind. Die in der Realität anwachsenden

¹⁰Man kann auch andere Anfangsbedingungen wählen. Beispiele dafür sind zum Beispiel die *Hauptbahnen* $s(z)$ und $t(z)$. Aus ihrem Verlauf lassen sich beispielsweise die Eigenschaften einer Linse leicht erkennen. Ihre Randbedingungen werden im Unendlichen festgelegt zu $s(-\infty) = 1$, $s'(-\infty) = 0$ und $t(\infty) = 1$, $t'(\infty) = 0$, siehe [Pli96].

¹¹**SCOFF** = Sharp Cut Off Fringe Field.

elektrischen und magnetischen Felder werden also abgeschnitten und ihr Verlauf entlang der optischen Achse durch einen Kasten approximiert. Da in der paraxialen Bahngleichung keine Ableitungen der Felder auftauchen, ist dieses Vorgehen im Rahmen der gemachten Näherungen statthaft. Es ist dabei zu beachten, dass die Kastenlänge der effektiven Feldlänge der Komponente entspricht, die im Allgemeinen größer als deren geometrische Länge ist.

Der Einfachheit halber wird weiterhin noch angenommen, dass sich sowohl der Gegenstand als auch das Bild im Wien-Filter befinden. Mit diesen Annahmen können dann Lösungen zur Bahngleichung Gl.3.33 im xz - und yz -Schnitt wie folgt angegeben werden:

$$x(z) = \alpha \cdot x_\alpha(z) + \gamma \cdot x_\gamma(z), \quad (3.38)$$

$$y(z) = \beta \cdot y_\beta(z) + \delta \cdot y_\delta(z) \quad (3.39)$$

mit

$$x_\alpha(z) = \sin\left(\sqrt{(\tau_D^2 - \tau_Q^2)} \cdot z\right), \quad (3.40)$$

$$x_\gamma(z) = \cos\left(\sqrt{(\tau_D^2 - \tau_Q^2)} \cdot z\right) \quad (3.41)$$

und

$$y_\beta(z) = \sin(\tau_Q \cdot z), \quad (3.42)$$

$$y_\delta(z) = \cos(\tau_Q \cdot z). \quad (3.43)$$

Wie man sieht, lässt sich auf die Fokussierung der Strahlen (genauer: auf das Argument der trigonometrischen Funktionen) über die eingestellten Dipol- und Quadrupolfelder Einfluss nehmen¹². Unter den möglichen, elektronenoptischen Arrangements sind dabei zwei Systeme besonders ausgezeichnet und werden etwas ausführlicher diskutiert:

Spezialfall I: Das homogene Wien-Filter

Ein Wien-Filter, welches keine Quadrupolfelder besitzt, nennt man ein *homogenes* Wien-Filter, da es idealerweise nur aus reinen Dipolfeldern besteht.

$$\tau_Q = 0, \quad \text{da} \quad \phi_{2c} = 0, \quad \Psi_{2s} = 0. \quad (3.44)$$

Die paraxialen Bahnen nehmen in diesem Fall folgende Form an:

$$x(z) = \alpha x_\alpha(z) + \gamma x_\gamma(z) = \alpha \sin(\tau_D \cdot z) + \gamma \cos(\tau_D \cdot z), \quad (3.45)$$

$$y(z) = \beta y_\beta(z) + \gamma y_\gamma(z) = \beta z + \gamma. \quad (3.46)$$

Das Wien-Filter beeinflusst nur die Bewegung der Elektronen in x -Richtung. Über die Stärke des Dipolfeldes lässt sich die Brechkraft des Wien-Filters und somit seine Brennweite f_{WF} im xz -Schnitt einstellen. Es wirkt wie eine Zylinderlinse, in y -Richtung wirken

¹²Diese Lösungen gelten nicht für den Fall, bei dem $\tau_Q > 2\tau_D$ oder $\tau_Q < 0$ gilt. In diesem Fall sind die Bahnen im entsprechenden Schnitt nicht mehr durch trigonometrische Funktionen sondern durch Hyperbelfunktionen gegeben. Ein solcher Betriebsmodus bietet keine Anwendungsmöglichkeiten und wird daher nicht diskutiert.

auf die Elektronen keine Kräfte. Für die (asymptotische) Brennweite f_{WF} im xz-Schnitt ergibt sich dabei:

$$f_{WF} = f_x = \frac{1}{\tau_D \sin(\tau_D \cdot l_W)} \quad (3.47)$$

wobei l_W der Länge des Wien-Filters entspricht.

Spezialfall II: Das inhomogene Wien-Filter

Erfüllt ein Wien-Filter die Bedingung

$$\tau_D^2 - \tau_Q^2 = \tau_Q^2 \rightarrow \tau_D = \sqrt{2}\tau_Q, \quad (3.48)$$

so werden die Differentialgleichungen der beiden Schnitte Gl.3.36 und 3.37 formal gleich und somit auch die paraxialen Fundamentalbahnen der Elektronen im xz- und yz-Schnitt:

$$x(z) = \alpha x_\alpha(z) + \gamma x_\gamma(z) = \alpha \sin\left(\frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\phi_{1c}}{\phi_0} z\right) + \gamma \cos\left(\frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\phi_{1c}}{\phi_0} z\right), \quad (3.49)$$

$$y(z) = \beta y_\beta(z) + \delta y_\delta(z) = \beta \sin\left(\frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\phi_{1c}}{\phi_0} z\right) + \delta \cos\left(\frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\phi_{1c}}{\phi_0} z\right). \quad (3.50)$$

Sind die Anfangsbedingungen des Systems im xz-Schnitt als auch im yz-Schnitt identisch ($\alpha = \beta$ und $\gamma = \delta$), so kann man sogar schreiben:

$$r(z) = \alpha r_\alpha(z) + \gamma r_\gamma(z) = \alpha \sin\left(\frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\phi_{1c}}{\phi_0} z\right) + \gamma \cos\left(\frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\phi_{1c}}{\phi_0} z\right). \quad (3.51)$$

Ist dieses Verhältnis durch Gl.3.48 ausbalanciert, so sind die Brechkräfte in paraxialer Näherung rotationssymmetrisch und das Wien-Filter wirkt als Rundlinse. Hierbei wird im xz-Schnitt dem fokussierenden Dipolfeld das defokussierende Feld des Quadrupols überlagert¹³. Dieser schwächt so die fokussierende Wirkung des Dipolfeldes. Im yz-Schnitt wirkt nur der fokussierende Anteil des Quadrupols.

Da die elektrischen und magnetischen Felder nicht mehr homogen - also vom Dipol-Typ - sind, sondern durch die überlagerten Quadrupole verformt sind, nennt man ein solches Wien-Filter ein *inhomogenes* Wien-Filter [Ros87a, Ros90a]. Diese Bezeichnung darf nicht mit der Bezeichnung *inhomogen* von Gl.3.10 verwechselt werden. Im ersten Fall wird auf das elektrische oder magnetische Feld Bezug genommen, der zweite Fall bezieht sich auf die nicht verschwindende rechte Seite der Differentialgleichung.

3.6 Die inhomogene Bahngleichung, Dispersion

Die linearisierten Bahngleichungen Gl.3.30 bzw. Gl.3.31 besitzen auch eine inhomogene Komponente, die von den Lösungen Gl.3.41 und Gl.3.43 nicht berücksichtigt wird. Zur Lösung bedient man sich der Methode der *Variation einer Konstanten* [Pli78, Ros87a, Ros90a, Ger01]. Die Inhomogenität wird so als eine geringe Störung des Systems behandelt, was wegen $\kappa \ll 1$ gerechtfertigt ist.

¹³Zur optischen Wirkung eines Quadrupols sei auf [Eng67, Bär99, Ger01] verwiesen.

Dabei nutzt man die Eigenschaft der paraxialen Fundamentalbahnen, alle Lösungen als Linearkombination aus den vier paraxialen Fundamentalbahnen schreiben zu können, also insbesondere auch diejenigen paraxialen Bahnen $w_{inh}^{(1)}(z)$, die die inhomogenen Bahngleichungen lösen:

$$w_{inh}^{(1)}(z) = (\alpha + \kappa K_{w_\alpha}(z))w_\alpha(z) + (\beta + \kappa K_{w_\beta}(z))w_\beta(z) + (\gamma + \kappa K_{w_\gamma}(z))w_\gamma(z) + (\delta + \kappa K_{w_\delta}(z))w_\delta(z). \quad (3.52)$$

Dabei gilt im Fall der hier betrachteten Wien-Filer-Systeme für die Funktionen K nach [Kah99]:

$$K_{w_\alpha}(z) = -\frac{1}{2} \int_{z_G}^z \Re(\tau_D(\tilde{z})\bar{w}_\gamma(\tilde{z}))d\tilde{z}, \quad (3.53)$$

$$K_{w_\beta}(z) = -\frac{1}{2} \int_{z_G}^z \Re(\tau_D(\tilde{z})\bar{w}_\delta(\tilde{z}))d\tilde{z}, \quad (3.54)$$

$$K_{w_\gamma}(z) = \frac{1}{2} \int_{z_G}^z \Re(\tau_D(\tilde{z})\bar{w}_\alpha(\tilde{z}))d\tilde{z}, \quad (3.55)$$

$$K_{w_\delta}(z) = \frac{1}{2} \int_{z_G}^z \Re(\tau_D(\tilde{z})\bar{w}_\beta(\tilde{z}))d\tilde{z}. \quad (3.56)$$

Da diese Abweichungen den Verlauf der Bahn bei unterschiedlichen Elektronenenergien angeben, fasst man sie zusammen zu:

$$w_\kappa = x_\kappa + iy_\kappa = K_{w_\alpha}w_\alpha + K_{w_\beta}w_\beta + K_{w_\gamma}w_\gamma + K_{w_\delta}w_\delta \quad (3.57)$$

als einer weiteren komplexen Fundamentalbahn ersten Grades erster Stufe, der so genannten *dispersiven Bahn* w_κ . Da keine geometrischen Größen wie w oder w' vorhanden sind und sie in der gleichen Stufe wie die geometrischen paraxialen Bahnen Gl.3.34 geführt wird, ist sie auch eine paraxiale Bahn.

Damit kann Gl.3.34 verallgemeinert werden, die allgemeine Lösung der paraxialen Bahngleichung lautet also:

$$w_{inh}^{(1)}(z) = w(z) = \alpha w_\alpha(z) + \beta w_\beta(z) + \gamma w_\gamma(z) + \delta w_\delta(z) + \kappa w_\kappa(z) \quad (3.58)$$

mit κ als der relativen Energieabweichung des betrachteten Elektrons zur Sollenergie (siehe Gl.3.20), beispielsweise aufgrund des Emissionsverhaltens der Elektronenquelle.

Aus der dispersiven Fundamentalbahn ergibt sich dabei an Bildpunkten bei $z = z_B$ die *Dispersion* in den beiden Schnitte zu

$$D_x = \frac{x_\kappa(z_B)}{e\phi_0(z_B)}, \quad D_y = \frac{y_\kappa(z_B)}{e\phi_0(z_B)}. \quad (3.59)$$

Dabei bezieht sich $z = z_B$ auf nicht notwendigerweise stigmatische (Zwischen-) Bilder im jeweiligen Schnitt. Aus der Dispersion lässt sich direkt die energetische Trennung der Elektronen erkennen. Da die Dispersion jedoch von der Elektronenenergie abhängt, muss diese immer bekannt sein. x_κ und y_κ sind hingegen rein von der Geometrie der Anordnung

abhängig. Man gibt daher statt der Dispersion D alternativ auch den Farbfehler 0. Ordnung erster Stufe an (siehe [Pli78]):

$$C_{F0,x_B} = x_\kappa(z_B) = D_x \cdot (e\phi_0(z_B)), \quad (3.60)$$

$$C_{F0,y_B} = y_\kappa(z_B) = D_y \cdot (e\phi_0(z_B)). \quad (3.61)$$

Aus Gl.3.30 oder auch Gl.3.33 erkennt man, dass nur Beiträge im xz-Schnitt existieren. Die dispersive Bahn (und damit auch die Dispersion) tritt also in dem Schnitt auf, in dem das elektrische Feld liegt.

3.7 Erweiterung auf um 90° gedrehte Wien-Filter

Bislang fokussiert das Wien-Filter den Elektronenstrahl im xz-Schnitt nach den Voraussetzungen von Kap.3.4 für das elektrische Feld. Möchte man die Fokussierung jedoch im yz-Schnitt haben, so muss das elektrische Feld durch den ungeraden Dipolkoeffizient ϕ_{1s} beschreiben werden (siehe Tab.3.1). Ein derart erregtes Wien-Filter wirkt dann so, wie wenn es um 90° um die optische Achse verdreht wäre.

Der Vollständigkeit halber sei hier noch die paraxiale Bahngleichung eines solchen Wien-Filters angegeben, die aus Gl.3.22 hervorgeht, indem man $\phi_1 = i\phi_{1s}$ und $\Psi_1 = \Psi_{1c}$ setzt¹⁴. Die erste Wien-Bedingung ($s_0 = 0$, Gl.3.29) für ein derartiges Wien-Filter lautet dann:

$$-\frac{\phi_{1s}}{\Psi_{1c}} = 2\eta\phi_0 = v_z(0, 0, z) = v_{z0}. \quad (3.62)$$

Damit ergibt sich die Bahngleichung zu:

$$w'' + \frac{1}{8} \left(\frac{\phi_{1s}}{\phi_0} \right)^2 w - \left[\frac{\phi_{2c}}{\phi_0} - 2\eta\Psi_{2s} + \frac{1}{8} \left(\frac{\phi_{1s}}{\phi_0} \right)^2 \right] \bar{w} = -i \frac{\kappa}{4} \frac{\phi_{1s}}{\phi_0}. \quad (3.63)$$

Andere Drehwinkel als 90° werden hier nicht diskutiert, da bislang keine Anwendungen für derartig verdrehte Wien-Filter-Systeme bekannt sind.

3.8 Auswirkungen überlappender Felder

Ein Sonderfall tritt auf, wenn bei zwei Wien-Filtern, von denen eines um 90° gegenüber dem anderen verdreht ist, die Felder überlappen. Geht man zurück zu Gl.3.22 und erfüllt die Wien-Bedingung, so erhält man:

$$w'' - \left(\frac{\phi_2}{\phi_0} + 2i\eta\Psi_2 \right) \bar{w} + \frac{1}{4} \frac{\phi_1}{\phi_0} \frac{\Re\{\phi_1 \bar{w}\}}{\phi_0} = 0. \quad (3.64)$$

Lässt man weiterhin testweise einen elektrostatischen Quadrupol mit $\phi_2 = i\phi_{2s}$ zu und schreibt als Ergebnis die Bahngleichungen in den beiden Schnitten, so erhält man:

$$x'' - \frac{\phi_{2s}}{\phi_0} y + \frac{1}{8\phi_0^2} \left[(\phi_{1c}^2 - \phi_{1s}^2)x + 2\phi_{1c}\phi_{1s}y \right] + \frac{1}{8} \frac{\phi_{1c}^2 + \phi_{1s}^2}{\phi_0^2} x = 0, \quad (3.65)$$

$$y'' - \frac{\phi_{2s}}{\phi_0} x + \frac{1}{8\phi_0^2} \left[2\phi_{1c}\phi_{1s}x - (\phi_{1c}^2 - \phi_{1s}^2)y \right] + \frac{1}{8} \frac{\phi_{1c}^2 + \phi_{1s}^2}{\phi_0^2} y = 0 \quad (3.66)$$

¹⁴Die nichtverschwindenden Koeffizienten ϕ_{2c} und Ψ_{2s} des Quadrupolfeldes eines derartigen, aber inhomogenen Wien-Filters sind die selben wie beim ursprünglichen Wien-Filter.

oder kompakter

$$x'' + \left(-\frac{\phi_{2s}}{\phi_0} + \frac{\phi_{1c}\phi_{1s}}{4\phi_0^2}\right)y + \frac{1}{4}\left(\frac{\phi_{1c}}{\phi_0}\right)^2 x = 0, \quad (3.67)$$

$$y'' + \left(-\frac{\phi_{2s}}{\phi_0} + \frac{\phi_{1c}\phi_{1s}}{4\phi_0^2}\right)x + \frac{1}{4}\left(\frac{\phi_{1s}}{\phi_0}\right)^2 y = 0. \quad (3.68)$$

Ist der Term $\phi_{1c}\phi_{1s} \neq 0$, so wird durch ihn der Überlapp der Felder der beiden Wien-Filter beschrieben. Man erkennt, dass die Differentialgleichungen für die beiden Schnitte nicht mehr entkoppelt sind. Dabei wirken die überlappenden Dipolfelder wie ein ungerader Quadrupol mit $\phi_2 = i\phi_{2s}$.

Stört der Überlapp der Dipolfelder, so müssen die Kopplungsterme zum Verschwinden gebracht werden. Dies kann mit einem - nicht notwendigerweise elektrostatischen - Quadrupol erreicht werden.

Zur Kompensation mit einem elektrostatischen Quadrupol, wie es durch die Gleichungen Gl.3.67 und Gl.3.68 beschrieben wird, muss dieser im Bereich des Überlapps mit

$$\phi_{2s}(z) = \frac{\phi_{1c}(z)\phi_{1s}(z)}{4\phi_0} \quad (3.69)$$

erregt werden.

3.9 Die Transfermatrix-Methode

Möchte man die paraxialen Bahnen von Systemen mit mehreren Elementen berechnen, so bietet sich die Formulierung des Systems mit Transfermatrizen an (siehe beispielsweise [Eng67, Wol87, Pli96, Ger01]). Dabei werden die Steigungen und Achsabstände der paraxialen Bahnen im xz- und yz-Schnitt an der Stelle $z = z_E$ zu einem 4er Vektor \vec{x} zusammengefasst:

$$\vec{x}(z_E) = \begin{pmatrix} x(z_E) \\ x'(z_E) \\ y(z_E) \\ y'(z_E) \end{pmatrix} \quad (3.70)$$

oder getrennt im xz- und yz-Schnitt zu zwei 2er Vektoren:

$$\vec{x}(z_E) = \begin{pmatrix} x(z_E) \\ x'(z_E) \end{pmatrix}, \quad \vec{y}(z_E) = \begin{pmatrix} y(z_E) \\ y'(z_E) \end{pmatrix}. \quad (3.71)$$

Die Transformation dieser Eingangsbedingungen in einen Vektor mit den Werten der Bahnen auf der Austrittsseite eines Elements bei $z = z_A$ kann durch eine entsprechende Matrix T beschrieben werden:

$$\vec{x}(z_A) = T_{xz} \cdot \vec{x}(z_E), \quad \vec{y}(z_A) = T_{yz} \cdot \vec{y}(z_E). \quad (3.72)$$

Hat man nun ein System mit n Elementen, so erhält man die Bahnwerte am Ende des letzten Elements, indem die Transfermatrizen T_{xz}^i und T_{yz}^i des i ten Elements der

Reihenfolge nach in Gl.3.72 links hinzumultipliziert werden:

$$\vec{x}(z_A) = T_{xz}^n \cdot \dots \cdot T_{xz}^1 \cdot \vec{x}(z_E) = \prod_{i=1}^n T_{xz}^i \cdot \vec{x}(z_E) = T_{xz}^G \cdot \vec{x}(z_E), \quad (3.73)$$

$$\vec{y}(z_A) = T_{yz}^n \cdot \dots \cdot T_{yz}^1 \cdot \vec{y}(z_E) = \prod_{i=1}^n T_{yz}^i \cdot \vec{y}(z_E) = T_{yz}^G \cdot \vec{y}(z_E). \quad (3.74)$$

Dabei bezeichnet man die T_{xz}^G und T_{yz}^G oder die zusammengefasste 4x4-Matrix T mit

$$T^G = \begin{pmatrix} T_{xz}^G & 0 \\ 0 & T_{yz}^G \end{pmatrix} \quad (3.75)$$

auch als *Strahlmatrix*. Sie beschreibt die paraxiale Optik eines elektronenoptischen Systems.

Verallgemeinerung:

Die im Vorangegangenen beschriebene Methode, die paraxialen Bahnen über Transfermatrizen darzustellen, ist nicht nur beim Wien-Filter möglich, sondern auch auf andere, elektronenoptisch interessante Elemente übertragbar. Daher sollen hier die Transfermatrizen derjenigen elektronenoptischen Elemente zusammengestellt werden, die ebenfalls elektrische oder magnetische Dipol-Felder besitzen [Pli96], da diese Elemente für den Monochromatorbau prädestiniert sind. Weiterhin erweist sich die Driftstrecke und die dünne Rundlinse als sehr hilfreich zur Konstruktion verschiedener Beleuchtungsszenarien, weswegen auch sie hier aufgeführt sind.

Die Matrizen werden jeweils für den xz- und den yz-Schnitt angegeben, wobei bei den dispersiven Elementen immer angenommen wird, dass das elektrische Feld im xz-Schnitt liegt, beim Quadrupol ist der fokussierende Schnitt ebenfalls der xz-Schnitt. Sowohl der Quadrupol als auch das Wien-Filter können explizit um 90° gedreht werden¹⁵. Für die 2x2-Transfermatrizen und ihre Matrix-Komponenten soll dabei gelten:

$$\text{im xz-Schnitt: } T_{xz} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \quad \text{und im yz-Schnitt: } T_{yz} = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{bmatrix} \quad (3.76)$$

oder für die 4x4-Transfermatrix

$$T = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 & 0 \\ a_{21} & a_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & b_{11} & b_{12} \\ 0 & 0 & b_{21} & b_{22} \end{bmatrix}. \quad (3.77)$$

Die Matrix-Komponenten enthalten charakteristische Größen der einzelnen elektronenoptischen Elemente, die im folgenden aufgestellt sind ([Pli96]). Dabei ist zu beachten, dass die Bauteillänge des Quadrupols l_Q und des Wien-Filters l_W sowie der Umlenkwinkel des Toroidkondensators Θ so zu wählen sind, dass sich für das Bauteil die effektive Feldlänge ergibt (siehe Kap.3.5).

Im Einzelnen:

¹⁵In diesem Fall liegt das elektrische Feld des Wien-Filters natürlich nicht mehr im xz-Schnitt.

- Die Driftstrecke. Charakteristische Größen:

- Die Driftstrecke der Länge L .

In der Driftstrecke breiten sich die Elektronenstrahlen ungestört aus.

- Die dünne Linse. Charakteristische Größen:

- Die Brennweite f .

Die dünne Linse hat keine Ausdehnung, sie ändert die Steigung der Strahlen, dabei kann sie prinzipiell auch wie eine Zerstreuungslinse wirken ($f < 0$), die es jedoch in der Elektronenoptik nicht gibt.

- Der Quadrupol. Charakteristische Größen:

- Die Länge l_Q .

- Die Erregung τ_Q , siehe Gl.3.32.

Der Quadrupol fokussiert im xz -Schnitt, die Bahnen können so durch trigonometrische Funktionen dargestellt werden. Im yz -Schnitt werden die Bahnen durch hyperbolische Funktionen beschrieben.

- Das Wien-Filter. Charakteristische Größen:

- Die Länge l_W .

- Die Erregung τ_D sowie

- die Erregung τ_Q , siehe Gl.3.32.

Das Wien-Filter wird immer so erregt, dass die Fokussierung des elektrischen Dipolfeldes im xz -Schnitt mit der Defokussierung des Quadrupolfeldes zusammenfällt. Im yz -Schnitt fokussiert dann der Quadrupolanteil.

- Der elektrostatische Toroid-Kondensator. Charakteristische Größen:

- Der Radius R der optischen Achse.

- Der Umlenkwinkel Θ sowie

- der Feldindex n .

Der Feldindex n beschreibt, wie genau dabei die Form der Elektroden des Kondensators beschaffen ist. Die bekanntesten Ausprägungen sind der Zylinderkondensator mit $n = 1$ und der Kugulkondensator mit $n = 2$.

Um eine möglichst kompakte Darstellung zu erreichen, werden im folgenden die weiteren Abkürzungen benutzt:

$$S_1 = \sqrt{3 - n}, \quad S_2 = \sqrt{n - 1}, \quad \lambda_W = \sqrt{\tau_D^2 - \tau_Q^2}$$

sowie

$$K_1 = \frac{R}{S_1}, \quad K_2 = -\frac{S_1}{R} = -\frac{1}{K_1},$$

$$K_3 = \frac{R}{S_2}, \quad K_4 = -\frac{S_2}{R} = -\frac{1}{K_3}.$$

Die Matrix-Komponenten der einzelnen Elemente sind in Tab.3.1 für den xz-Schnitt

Element	a_{11}	a_{12}	a_{21}	a_{22}
Driftstrecke	1	L	0	1
dünne Linse	1	0	$-\frac{1}{f}$	1
Quadrupol	$\cos(\tau_Q l_Q)$	$\frac{1}{\tau_Q} \sin(\tau_Q l_Q)$	$-\tau_Q \sin(\tau_Q l_Q)$	$\cos(\tau_Q l_Q)$
Wien-Filter	$\cos(\lambda_W l_W)$	$\frac{1}{\lambda_W} \sin(\lambda_W l_W)$	$-\lambda_W \sin(\lambda_W l_W)$	$\cos(\lambda_W l_W)$
Toroidkondensator	$\cos(S_1 \Theta)$	$K_1 \sin(S_1 \Theta)$	$K_2 \sin(S_1 \Theta)$	$\cos(S_1 \Theta)$

Tabelle 3.1: Die Matrix-Komponenten für die Transfermatrizen des xz-Schnittes.

Element	b_{11}	b_{12}	b_{21}	b_{22}
Driftstrecke	1	L	0	1
dünne Linse	1	0	$-\frac{1}{f}$	1
Quadrupol	$\cosh(\tau_Q l_Q)$	$\frac{1}{k} \sinh(\tau_Q l_Q)$	$k \sinh(\tau_Q l_Q)$	$\cosh(\tau_Q l_Q)$
Wien-Filter	$\cos(\tau_Q l_W)$	$\frac{1}{\tau_Q} \sin(\tau_Q l_W)$	$-\tau_Q \sin(\tau_Q l_W)$	$\cos(\tau_Q l_W)$
Toroidkondensator	$\cos(S_2 \Theta)$	$K_3 \sin(S_2 \Theta)$	$K_4 \sin(S_2 \Theta)$	$\cos(S_2 \Theta)$

Tabelle 3.2: Die Matrix-Komponenten für die Transfermatrizen des yz-Schnittes.

und in Tab.3.2 für den yz-Schnitt aufgeführt.

An dieser Stelle sollte noch erwähnt werden, dass sich die Transfermatrix-Methode noch dahingehend erweitern lässt, so dass auch die Dispersion berechnet werden kann.

Bedeutung für die schnelle Berechnung:

Die Transfermatrix-Methode bietet die Möglichkeit einer sehr kompakten Formulierung eines elektronenoptischen Systems. Da in den Transfermatrizen im Rahmen der gemachten Näherungen nur analytische Funktionen zum Einsatz kommen, entstehen keine nennenswerten Rechenfehler. Insbesondere die Berechnung von Bahnen durch typischerweise zehn Matrizen ist dabei so schnell möglich, dass beispielsweise das systematische Absuchen eines Lösungsgebietes oder eine lineare Optimierung möglich ist.

Das in Kap.5.3 erwähnte und in [Bär04] vorgestellte Programm nutzt die Ergebnisse dieses Kapitels und macht von der schnellen Berechnungsmöglichkeiten Gebrauch. Die Bahnen in SCOFF-Näherung der Systeme in den folgenden Kapiteln wurden damit berechnet.

3.10 Ausblick auf die Bildfehler zweiter Ordnung

Im Rahmen dieses Kapitels wurden die Grundlagen zum Verständnis und zur schnellen Berechnung der paraxialen Optik gelegt. Diese wurde durch die fünf Fundamentalbahnen erster Stufe und die fünf Anfangsbedingungen des Elektronenstrahls $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ und κ festgelegt. Den Verlauf der Fundamentalbahnen erster Stufe legten dabei die Multipolkoeffizienten $\phi_0, \phi_1, \phi_2, \Psi_1$ und Ψ_2 der elektrischen und magnetischen Felder.

Ist die Beschreibung der optischen Eigenschaften durch die paraxialen Bahnen zu ungenau, so müssen die zur Bahnstörung beitragenden Fehlerbahnen des Systems betrachtet werden. Beschränkt man sich auf die geometrischen Bildfehler (dies entspricht $\kappa = 0$), so ist in einem System mit ausschließlich rotationssymmetrischen Bauteilen die nächste relevante Bahnstörung von dritter Ordnung, das heißt für die tatsächliche Elektronenbahn gilt: $w_L(z) = w^{(1)}(z) + w^{(3)}(z) + \dots$ [Sch47, Gla52]. Bei einem Wien-Filter sind die nächsten relevanten Beiträge jedoch schon von zweiter Ordnung: $w_L(z) = w^{(1)}(z) + w^{(2)}(z) + \dots$ [Boe62, Boe64, Pli78, Ros87a, Ros90a, Pli96, Ger01]. Da ein Wien-Filter zusätzlich eine deutlich geringere Symmetrie besitzt, besteht die Bahnstörung aus erheblich mehr Fehlerbahnen. Die geometrische Bahnstörung zweiter Stufe $w^{(2)}(z)$ setzt sich dabei aus Fehlerbahnen zusammen, die in Analogie zu Gl.3.58 durch ihre Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen beschrieben werden:

$$w^{(2)}(z) = \alpha^2 w_{\alpha\alpha}(z) + \alpha\beta w_{\alpha\beta}(z) + \alpha\gamma w_{\alpha\gamma}(z) + \alpha\delta w_{\alpha\delta}(z) + \beta^2 w_{\beta\beta}(z) + \beta\gamma w_{\beta\gamma}(z) + \beta\delta w_{\beta\delta}(z) + \gamma^2 w_{\gamma\gamma}(z) + \gamma\delta w_{\gamma\delta}(z) + \delta^2 w_{\delta\delta}(z). \quad (3.78)$$

Diese Bahnen lassen sich äquivalent zu den dispersiven Bahnen gewinnen, indem in Gl.3.22 der Term s_2 auf der rechten Seite berücksichtigt wird. Wie in Kap.3.6 erhält man nach der Methode der *Variation einer Konstanten* die Lösung $w^{(2)}$, die die Abweichung der Elektronenbahnen von den paraxialen Bahnen aufgrund der Bildfehler zweiter Ordnung angibt. Formal ergibt sich in Analogie zu Gl.3.52:

$$w^{(2)} = \tilde{K}_{w_\alpha} w_\alpha + \tilde{K}_{w_\beta} w_\beta + \tilde{K}_{w_\gamma} w_\gamma + \tilde{K}_{w_\delta} w_\delta \quad (3.79)$$

mit den Koeffizienten

$$\begin{aligned} \tilde{K}_{w_\alpha}(z) &= - \int_{z_G}^z \Re(s_2(\tilde{z}) \bar{w}_\gamma(\tilde{z})) d\tilde{z}, & \tilde{K}_{w_\beta}(z) &= - \int_{z_G}^z \Re(s_2(\tilde{z}) \bar{w}_\delta(\tilde{z})) d\tilde{z}, \\ \tilde{K}_{w_\gamma}(z) &= \int_{z_G}^z \Re(s_2(\tilde{z}) \bar{w}_\alpha(\tilde{z})) d\tilde{z}, & \tilde{K}_{w_\delta}(z) &= \int_{z_G}^z \Re(s_2(\tilde{z}) \bar{w}_\beta(\tilde{z})) d\tilde{z}. \end{aligned} \quad (3.80)$$

Durch sortieren nach den Anfangsbedingungen erhält man dann die Fehlerbahnen von Gl.3.78.

Im Allgemeinen ist die Berechnung der Fehlerbahnen (auch aufgrund ihrer Anzahl) nur numerisch möglich. [Ros90a] gibt für den Fall eines stigmatischen Wien-Filters unter Annahme der SCOFF-Näherung analytische Lösungen der Fehlerbahnen an. Wie sich aber zeigt, ist die genaue Kenntnis aller Bildfehlerintegrale der Fehlerbahnen $w_{\lambda\nu}(z)$ mit $\lambda, \nu \in [\alpha, \beta, \gamma, \delta, \kappa]$ der Bahnstörung nicht unbedingt nötig, um ein fehlerarmes Wien-Filter System zu entwerfen.

So ist aus der Literatur bereits bekannt, dass die Öffnungsfehler zweiter Ordnung die auflösungsbegrenzenden Faktoren bei Wien-Filter-Systemen sind [Boe62, Boe64, And70,

Tsu94] und für die Fehlerbahn des Bildfehler $w_{\alpha\alpha}(z)$ - einer von drei Öffnungsfehlern zweiter Ordnung - gilt beispielsweise nach [Pli78]:

$$w_{\alpha\alpha}(z) \sim \int_{z_G}^z \phi_1(\tilde{z}) w_\alpha^3(\tilde{z}) d\tilde{z}, \quad (3.81)$$

Um nun diesen Fehler zu korrigieren und damit die Auflösung zu verbessern, muss ein Arrangement zwischen dem Strahlengang und den elektrischen und magnetischen Feldern gefunden werden, so dass das Integral Gl.3.81 identisch Null wird. Dies gilt äquivalent für die beiden anderen Öffnungsfehler zweiter Ordnung. Auf diese Weise können dann nicht nur Wien-Filter-Systeme, sondern generell elektronenoptische Systeme entworfen werden, bei denen bestimmte Bildfehler nicht mehr auftreten. Speziell die Systeme in dieser Arbeit besitzen als Ganzes a priori keinen Öffnungsfehler zweiter Ordnung mehr. Existieren jedoch Zwischenbilder im Strahlengang der jeweiligen Systeme, so verschwinden die Öffnungsfehler zweiter Ordnung in der Regel an diesen Stellen nicht. Bei der Auslegung der Systeme müssen sie daher mitberücksichtigt werden.

Kapitel 4

Elektronenstrahlquellen

Wie in Kap.1 bereits beschrieben, sind die Ansprüche an das Auflösungsvermögen heutiger Elektronenmikroskope so hoch, dass sie allein durch Linsenoptimierungen nicht mehr geleistet werden können. Zum Erreichen der ehrgeizigen Ziele, insbesondere im

Emitter	W(310)	ZrO/W(100)	LaB ₆	W-Haarnadel
Emissionstyp	Feldemission	Schottky-Emission	thermische Emission	thermische Emission
Richtstrahlwert $R/(A/cm^2 sr)$	10^8	$5 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^4$
Elektrisches Feld $E/(V/mm)$	$> 10^6$	$> 5 \cdot 10^5$	raumladungsbegrenzt	raumladungsbegrenzt
Energiebreite $\Delta E/eV$	0,3 – 0,7	0,35 – 0,7	1,3 – 2,5	1 – 3
Quellgröße $d_q = 2r_q$	3 nm (virtuell)	20 nm (virtuell)	10 μm – 20 μm (reell)	100 μm – 200 μm (reell)
Emissionsstrom $I_{Em}/\mu A$	≈ 10	≈ 100	> 100	> 100
Betriebsdruck $p/mbar$	$\leq 10^{-10}$	$\approx 10^{-9}$	$\approx 10^{-5}$	$\approx 10^{-4}$

Tabelle 4.1: Hier sind charakteristische Größen von Elektronenstrahlquellen aufgelistet, die Darstellung stammt - bis auf die letzte Spalte - aus [Ehr00]. Die hier auch aufgeführte W(310)-Kathode (als Beispiel einer kalten Feldemission) wird zurzeit nur in einem kommerziellen Gerät (einem Hitachi-REM) eingesetzt, da der Betrieb außerordentlich aufwändig ist.

Hinblick auf die mögliche Auflösung des Geräts, ist die Verwendung einer entsprechend leistungsfähigen Elektronenstrahlquelle unabdingbar. In diesem Kapitel werden daher kurz die beiden im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Typen von Elektronenstrahlquellen vorgestellt und im Hinblick auf ihren Einsatz diskutiert¹:

1. Der klassische thermische Wolfram-Haarnadel-Emitter, bestehend aus Wolfram-Haarnadel (Filament) und Wehnelt sowie

¹Eine ausführlichere Beschreibung samt der zugrunde liegenden Theorie der Elektronenemission wird z.B. in [Ehr00] vorgestellt.

2. der moderne ZrO/W-Emitter. Seine einkristalline Kathode ist auf einer Wolfram-Haarnadel befestigt und von dem Suppressor umgeben.

Beide Emittter sind gut untersucht ([Lau82, Kas85, Tug85, Kil88, Heu93, Kim97, Ehr00, Vee01]), der thermische Wolfram-Haarnadel-Emitter wird dabei seit den Anfangstagen der Elektronenmikroskopie eingesetzt. Heutzutage findet er im Bereich der Mikroskopie aber nur noch bei Basisgeräten Verwendung. In allen anspruchsvolleren Systemen kommt heutzutage ein ZrO/W-Emitter zum Einsatz. Tab.4.1 zeigt eine Aufstellung der in der Mikroskopie gebräuchlichen Elektronenemitter.

Die Fortsetzung des ZrO/W-Emitters hin zu noch höheren Feldstärken ist dann der (kalte) Feldemitter. Sein Richtstrahlwert und seine Quellgröße sind unübertroffen, wie auch der Aufwand, der betrieben werden muss.

Ein weiterer thermischer Emitter, der gelegentlich eingesetzt wird, ist der Lanthanhexaborid-Emitter (LaB_6). Dieses Material besitzt eine geringere Austrittsarbeit als Wolfram und liefert daher bei ansonsten gleichen Bedingungen mehr Strom oder bei gleichem Strom eine etwas geringere Energiebreite aufgrund der dann geringeren Temperatur. Für manche Mikroskope kann man diesen Emitter als Ersatz für den Wolfram-Haarnadel-Emitter bestellen.

Die wichtigste Kenngröße zur Charakterisierung eines Elektronenemitters ist sein Richtstrahlwert R [Lau82, Tug85, Haw96]:

$$R = \frac{\Delta I}{\Delta A \Delta \Omega} \quad (4.1)$$

Er gibt an, wie viel Strom ΔI der Emitter aus einem Flächenelement ΔA des Emitters in den Raumwinkel $\Delta \Omega$ emittieren kann. Aus ihr kann - mit Kenntnis des nachfolgend elektronenoptischen Systems - der zur Verfügung stehende Strahlstrom berechnet werden.

4.1 Anforderungen an die Quelle

4.1.1 Strahlstrom

In Anlehnung an die Daten in [Ben06] soll die Anforderung an den Strahlstrom durch folgendes Beispiel verdeutlicht werden: In einem TEM soll durch eine Fläche von $100 \text{ nm} \times 100 \text{ nm}$ ein Strom von 1 nA unter einem Winkel von 5 mrad fließen. Diese Fläche entspricht 1000×1000 Bildpunkten mit einer Auflösung von 1 \AA . Der Winkel von 5 mrad bedeutet bei einem TEM mit einem Öffnungsfehler von $C_3 = 1 \text{ mm}$ ein Fehlerscheibchen von ebenfalls ungefähr 1 \AA . Aus der Definition des Richtstrahlwerts R [Gla52, Haw96] folgt nun

$$\Delta I \approx R \cdot \Delta A \cdot \Delta \Omega \quad (4.2)$$

mit ΔA als der gewünschten Fläche und mit $\Delta \Omega$ als dem maximalen Raumwinkel der Elektronen. Man erhält für die thermische Quelle mit $R = 1 \cdot 10^4 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2 \text{sr}}$ einen Sondenstrom von $I_S = 60 \text{ pA}$, bei der Feldemission mit $R = 5 \cdot 10^7 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2 \text{sr}}$ hingegen $I_S = 300 \text{ nA}$.

Bei Applikationen wie **EDX**², die viel Strahlstrom benötigen, ist der ZrO/W-Emitter aufgrund seiner Helligkeit / seines Richtstrahlwerts die geeignete Quelle.

Sind die Anforderungen an die Auflösung nicht so hoch, so kann die Fläche ΔA für ein Bild mit 1000×1000 Bildpunkten größer sein. Es kann dann mehr Strom durchfließen und es steht mehr Signal zur Verfügung. Dies ist zum Beispiel in Anwendungen im Bereich Life-Science der Fall. Dort kann dann problemlos eine thermische Quelle eingesetzt werden.

4.1.2 Natürliche Energiebreite

Wie in Tab.4.1 aufgeführt, ist die natürliche Energiebreite eines ZrO/W-Emitters um einen Faktor zwei bis drei kleiner als die eines thermischen Emitters. Weiterhin wird angenommen, dass die Emitter eine gaußförmigen Energieverteilung besitzen, deren Halbwertsbreite der Energiebreite des Emitters entspricht. Dann ist der prozentuale Stromverlust bei der Reduktion der Energiebreite in einem Elektronenmonochromator bei einem ZrO/W-Emitter geringer als bei einem thermischen Emitter. Auch hier ist der ZrO/W-Emitter dem thermischen Emitter vorzuziehen, wenn auf einen möglichst großen Strahlstrom nicht verzichtet werden kann.

4.1.3 Quellgröße

Weitere Anforderungen ergeben sich in Verbindung mit Elektronenmonochromatoren. In einem vorteilhaften Design müssen die Dispersion, die Spaltbreite des Energieselektionspals sowie die Quellgröße aufeinander abgestimmt sein. Auch hier ist der ZrO/W-Emitter aufgrund seiner sehr kleinen virtuellen Quellgröße im Vorteil. Zumeist sind einfache einlinsige Transferoptiken völlig ausreichend, um einen Monochromator zu beleuchten. Bei thermischen Quellen ist hier ein höherer Aufwand vorzusehen, aufgrund des deutlich größeren Cross-Over Durchmessers (siehe Kap.6.1.2).

4.2 Der Kohärenzgrad einer Elektronenstrahlquelle

Da Monochromatoren zurzeit nur in Transmissionselektronenmikroskopen zum Einsatz kommen und mit diesen Geräten - gerade auch in Tübingen - sehr erfolgreich holographische Methoden angewandt und somit Wellenoptik betrieben wurde und wird, wird hier noch kurz die Verbindung zu den dort verwendeten Begriffen der räumlichen und zeitlichen Kohärenz hergestellt [Har99, Kah99, Mue00, Lan01].

Im Sinne von wellenoptischen Betrachtungen wird eine Elektronenstrahlquelle (gleich wie eine Lichtquelle) durch ihren komplexen (gegenseitigen) Kohärenzgrad beschrieben. Dieser setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

1. der Längenkohärenz, gegeben durch die relative Energieunschärfe $\kappa = \frac{\Delta E}{E}$,

²Energy Dispersive X-ray spectroscopy. Hierbei wird die Röntgenstrahlung, die bei der Wechselwirkung der Elektronen mit dem Probenmaterial entsteht, analysiert, um auf die Materialzusammensetzung zu schließen [Ste05].

2. der Winkelkohärenz, gegeben durch den (maximale) bildrelevanten Winkel α_{max} , unter dem die Quelle emittiert, sowie dem Quelldurchmesser d_Q .

Betrachtet man den in der Elektronenstrahlholographie typischen Fall des schwachen Phasengitters, so ergibt sich für die (normierte) Intensität I bei idealer Abbildung am Ort \vec{r} :

$$I(\vec{r}) = 1 + K(\vec{q}) \cos(2\pi\vec{q}\vec{r}) \quad (4.3)$$

mit \vec{q} als der Raumfrequenz, die dem Winkel Θ mit $\Theta = |\vec{q}|\lambda$ entspricht ($\lambda = \frac{h}{|\vec{p}_e|}$ ist die Wellenlänge, \vec{p}_e der kanonische Impuls des Elektrons). In die Funktion $K(\vec{q})$ gehen weitere Größen ein, wie die Phasenkontrastübertragungsfunktion PCTF³ des Mikroskops oder die Phasenschiebung des Elektronenstrahls.

Tatsächlich ist die Abbildung nicht ideal, daher muss die Intensität derart modifiziert werden, dass mit

$$I(\vec{r}) = 1 + K(\vec{q}) \cos(2\pi\vec{q}\vec{r}) E_C(\vec{q}) E_S(\vec{q}) \quad (4.4)$$

der Einfluss der Winkelkohärenz (also der Quellapertur und der Quellgröße) über den Dämpfungsfaktor E_S und der Längenkohärenz (ΔE bzw. κ) über E_C wiedergegeben wird. Für die Dämpfungsfaktoren kann man schreiben ([Har99, Lan01]):

$$E_C = F_C e^{-G_C \kappa^2} \quad \text{und} \quad (4.5)$$

$$E_S = F_S e^{-G_S \Theta^2 d_Q^2} \quad (4.6)$$

mit den Faktoren G_C, G_S, F_C und F_S . Üblicherweise wird im klassischen TEM die Punktauflösung durch die Dämpfung von E_C bestimmt ([Har99, Kah99, Lan01]).

Je geringer ΔE bzw. κ , desto besser ist dann die Längenkohärenz der Quelle. Als Folge ist die Dämpfung der PCTF geringer und damit ist die mögliche Auflösung des Geräts höher. Besitzt die Quelle einen hohen Richtstrahlwert, so wird die Winkelkohärenz entsprechend besser. Aus diesen Abhängigkeiten erkennt man eine wichtige Randbedingung für den erfolgreichen Betrieb eines Monochromators: er muss die Winkelkohärenz der Quelle und damit letztendlich deren Richtstrahlwert erhalten, damit der Gewinn an Längenkohärenz nicht durch eine übermäßige Verschlechterung der Winkelkohärenz „aufgefressen“ wird.

In [Mue00] findet man eine ausführliche Diskussion zur Thematik der Bildentstehung im TEM, bei der unter anderem auch die realen Eigenschaften von Elektronenquellen über E_C und E_S mit berücksichtigt werden.

4.3 Folgerungen

Die Verwendung des ZrO/W-Emitters ergibt sich aus der Summe der vorher genannten Eigenschaften. Er ist heller, liefert mehr Signal und seine kleine, virtuelle Quelle ist von Vorteil für den Betrieb mit einem Monochromator. In wellenoptischem Sinne zeichnet sich der ZrO/W-Emitter durch einen höheren partiellen Kohärenzgrad gegenüber den thermischen Emittlern aus. Der höhere Aufwand zum Betrieb des Emitters fällt bei den Kosten für ein modernes, entsprechend leistungsfähiges TEM nicht ins Gewicht.

³Engl. für **Phase Contrast Transfer Function**.

Kapitel 5

Verwendete Simulationssoftware

5.1 Allgemeines

Zwischen der Idee zu einer neuen elektronenoptischen Komponente (oder einem ganzen System) und deren Realisierung stehen Simulationen, mit deren Hilfe die Auslegung und die genaue Dimensionierung des Bauteils erfolgt. Dies war auch beim Ω -Monochromator und beim Wien-Filter-System so.

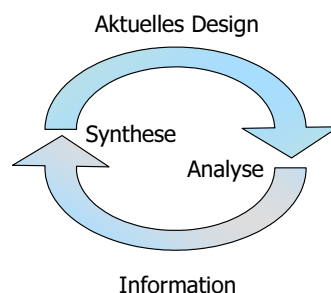


Abbildung 5.1: Die Analyse - Synthese Schleife symbolisiert den iterativen Prozess des Designs. Das aktuelle Design wird mit Hilfe der Simulationssoftware analysiert. Die Ergebnisse werden dann in einem Re-Design berücksichtigt (Synthese). Das so modifizierte Design wird daraufhin erneut analysiert, so lange, bis die Entwicklungsziele erreicht sind.

Zur Beschreibung eines Entwicklungsprozesses gibt es einen ganz allgemeinen Ansatz: die Analyse - Synthese Schleife (siehe [Sta96]). Generell wird in der Simulationsphase die Analyse - Synthese Schleife so oft durchlaufen, bis das untersuchte System (auch unter realitätsnahen Simulationsbedingungen wie 3D-Simulationen der Potentiale und Elektronenbahnen, Berücksichtigung nichtlinearer Eigenschaften wie der Magnetisierung der Polschuhe usw.) die gewünschten Eigenschaften besitzt. Üblicherweise wird eine Idee durch einen erfahrenen Entwickler in ein Startsystem überführt, welches als Basis für den nachfolgenden Prozess dient. Aus einer Analyse mit Hilfe von Simulationssoftware lassen sich nun wichtige Informationen gewinnen, die in ein Re-Design fließen: der Synthese eines neuen Systems. Dieses wird im folgenden wiederum analysiert. Dieser Prozess wird fortgesetzt, bis die Entwicklungsziele erreicht ist.

Das erfolgreiche Durchlaufen der Analyse - Synthese Schleife setzt natürlich das Vorhandensein entsprechend leistungsfähiger Simulationssoftware voraus.

Für den Ω -Monochromator konnte auf die Programme **E03D** und **CURVE** von **MEBS Ltd.** London, zurückgegriffen werden. Diese wurde von **MEBS Ltd.** freundlicherweise zur Verfügung gestellt, nachdem sich die zuvor getestete **CPO3D** Software als nicht tauglich herausgestellt hat¹. Bildfehlerkoeffizienten sind mit dieser Software zwar nicht direkt erhältlich (aufgrund der direkten Berechnung der Elektronenbahnen), da aber insbesondere der Verlauf der gekrümmten optischen Achse von Interesse war, war dies nicht entscheidend.

Auch für das Wien-Filter-System fehlte am Anfang Software, die in der Lage war, Bahnen und Bildfehler zu berechnen². Im Gegensatz zu den Simulationen am Ω -Monochromator war die Auslegung dieser Systeme noch völlig offen. Daher wurde zunächst eine Software gebraucht, die eine schnelle Systemberechnung erlaubte. Diese Anforderungen wurden dann mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Programm **Paraxial** erfüllt. Damit konnten dann die paraxialen Eigenschaften elektronenoptischer Systeme leicht berechnet und aus den Ergebnissen Abschätzungen zu den benötigten Feldern gemacht werden. Für die detailliertere Simulation des Wien-Filters unter Berücksichtigung seiner Bildfehler wurde das Programmpaket **ABERW2** von **MEBS Ltd.** London, verwendet [MEBS].

Im folgenden werden die hier verwendeten Programme kurz vorgestellt.

5.2 Software von MEBS

EO3D/MO3D

Mit diesen Programmen können elektrische und magnetische Potentialverteilungen dreidimensional nach der Methode der finiten Differenzen berechnet werden. Dabei wird das magnetische Potential äquivalent zum elektrischen Potential berechnet (keine Ströme im Lösungsgebiet und Permeabilität $\mu = \infty$, so erfolgt die Berechnung des Magnetfeldes äquivalent zur elektrischen Potentialverteilung. Ein magnetisches Potential wird vorgegeben). Der Benutzer muss das Gitter, eventuelle Symmetrien, den methodenspezifischen Überrelaxationsfaktor sowie eine zu erreichende Genauigkeit (=Abbruchkriterium) spezifizieren. Das Programm diskretisiert das Volumen entsprechend der Gitterwahl und berechnet die Potentiale an den einzelnen Gitterpunkten [Rou94, MEBS].

EFIELD3D/MFIELD3D

Sie berechnen aus den von **E03D/M03D** erzeugten elektrischen / magnetischen Potentialdaten die elektrischen und / oder magnetischen Multipolkoefizienten entlang einer vom Benutzer vorzugebenden und als gerade angenommenen optischen Achse. Die Koeffizienten werden dabei durch numerisches Differenzieren gewonnen. Um dabei eine hinrei-

¹Die **CPO3D**-Software diskretisiert die Elektrodenoberfläche in ladungstragende Dreiecke (Triangulation), deren Gesamtheit die reale Geometrie und deren Ladungsverteilung die reale Potentialverteilung annähert (Randwertmethode). Wie sich herausstellte, war die Triangulation nicht richtig implementiert, es zeigten sich Öffnungen in eigentlich geschlossenen Flächen. Mittlerweile soll der Fehler behoben worden sein.

²Im Rahmen eines Forschungssemesters von Prof. Plies wurde diese Lücke zusammen mit **MEBS Ltd.** London geschlossen.

chende Stabilität der höheren Ableitungen zu gewährleisten, werden die Ausgangsdaten zunächst durch Hermite-Polynome gefittet. Aus den Fit-Koeffizienten lassen sich die Ableitungen dann numerisch stabiler berechnen.

ABERW2

ABERW2 berechnet die Fundamentalbahnen erster und zweiter Stufe eines Systems mit gerader optischer Achse aus den axialen Potentialen und Multipolkoeffizienten, die von EFIELD3D und MFIELD3D aus den Simulationen mit E03D und M03D extrahiert wurden. Dieses Programm wurde explizit zur Berechnung von Wien-Filter-Systemen entwickelt, wobei noch einige Einschränkungen existieren. Es können beispielsweise keine Systeme mit magnetische Rundlinsenfeldern berechnet werden, wohl aber Systeme mit elektrostatischen Linsen, Quadrupolen und Wien-Filtern, deren elektrische Felder im xz- oder im yz-Schnitt liegen dürfen.

5.3 Paraxial

Die wichtigsten Kenngrößen elektronenoptischer Systeme sind deren paraxiale Eigenschaften wie Bildlage, Vergrößerung oder Dispersion. Sie werden aus dem Verlauf der Fundamentalbahnen (siehe Gl.3.34) gewonnen. Meist müssen in der Designphase einer neuen elektronenoptischen Komponente oder eines ganzen Systems viele verschiedene Parameter variiert oder angepasst werden, um eine Komponente oder ein System zu finden, bei dem die paraxialen Eigenschaften die gewünschten Anforderungen erfüllen. Genau dazu wurde Paraxial geschrieben. Es handelt sich um ein Programm, mit dem die paraxialen Bahnen eines elektronenoptischen Systems berechnet werden können. In Paraxial werden die elektronenoptischen Komponenten durch ihre Transfermatrizen repräsentiert. Die Strahlberechnung erfolgt anhand der Strahlmatrix des Systems, siehe Kap.3.9. Dabei ist das Programm universell genug, um außer Wien-Filter-Systemen auch alle anderen, in dieser Arbeit vorkommenden elektronenoptischen Komponenten und Systeme berechnen zu können (siehe auch [Bär04]).

Paraxial unterstützt dabei das systematische Absuchen eines gegebenen Parameter-raums. Zudem besitzt das Programm einen leistungsstarken Autofokus-Algorithmus, der es dem Benutzer ermöglicht, auch komplexere Systeme mit ihren vielfältigen Anforderungen an die Strahlengänge simulieren zu können.

Die von Paraxial eingesetzte Transfermatrix-Methode kann dahingehend erweitert werden, dass sich auch die Dispersion berechnen lässt. Jedoch bedeutet dies ein Anwachsen der Dimension der Matrizen samt dem damit nötigen zeitlichen Mehraufwand. Da die Erzeugung einer möglichst großen Dispersion meist nicht das vorrangige Entwicklungsziel bei der Komponenten- und Systementwicklung ist, berechnet Paraxial die Dispersion eines Systems erst dann, wenn die Bahnberechnung abgeschlossen ist.

Wenn im folgenden der Verlauf der Fundamentalbahnen dargestellt ist, so wurden diese Daten (sofern nicht anders erwähnt) mit Paraxial erzeugt.

5.4 Zusammenfassung

Eine kurze Zusammenfassung und Übersicht der einzelnen Software-Pakete findet sich in Tab.5.1. Der umfassende Design-Zyklus, wie er in Kap.5.1 skizziert wurde, kann dabei mit den zur Verfügung stehenden Programmen abgebildet werden.

Programmeigenschaften	Paraxial	EO3D/MO3D	Curve	ABERW2
Bildlage, Brennweite und Vergrößerung in SCOFF-Näherung	ja	nein	nein	nein
Bildlage, Brennweite und Vergrößerung mit Randfeldern	nein	nein	nein	ja
Dispersion in SCOFF-Näherung	ja	nein	nein	nein
Dispersion mit Randfeldern	nein	nein	nein	ja
Feld- bzw. Potentialberechnung	nein	ja	nein	nein
Berechnung von Bildfehlern	nein	nein	nein	ja
Bahnberechnung bei krummer optischer Achse	ja	nein	ja	nein
Autofokus	ja	nein	nein	ja
Automatisierbarkeit	ja	ja	nein	nein
Geschwindigkeit	ja	nein	nein	naja

Tabelle 5.1: Aufstellung der zur Feld- und Bahnberechnung in dieser Arbeit zum Einsatz kommenden Software. Sowohl CURVE als auch ABERW2 sind zurzeit noch nicht käuflich erhältlich, sie befinden sich noch in der Erprobungsphase. Die in der linken Spalte aufgeführten Programmeigenschaften sind typische, während des Design-Zyklus wichtige Fragestellungen. Entscheidend ist nicht, dass ein einzelnes Programm alle geforderten Eigenschaften erfüllen kann. Vielmehr ist es ausreichend, wenn die auftretenden Fragestellungen von einem der zur Verfügung stehenden Programme gelöst werden kann.

Kapitel 6

Der Teststand mit dem elektrostatischen Ω -Monochromator

Der Testaufbau, an dem der Monochromator getestet wurde und an dem die Energiebreitenmessungen durchgeführt wurden, geht auf das in [Kre97] beschriebene System zurück. [Web97] ergänzte das System durch Adaption eines Möllenstedt-Analysators samt einer angepassten (lichtoptischen) Aufnahme- und Auswertehardware und software, die vorab bereits an einem anderen Teststand erprobt worden war. Es wurden dann in Folge Energiebreitenmessungen bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen mit dem ZrO/W-Emitter durchgeführt. Die daraus gewonnenen Daten zeigten allerdings, dass der ZrO/W-Emitter noch nicht korrekt betrieben wurde. Dennoch wurde erfolgreich gezeigt, dass die selbstentwickelte Elektronenstrahlquelle prinzipiell funktioniert.

Nach der Fertigstellung des Ω -Monochromators wurde er in den Teststand integriert. Seine energiebreitenreduzierende Wirkung konnte dann bei anschließenden Messungen bereits demonstriert werden. Diese Ergebnisse - wie auch die gesamte Auslegung und Simulation des Monochromators - sind zum Teil veröffentlicht und in [Hub99, Hub04] zu finden.

In einem nachfolgenden Arbeitsschritt wurde eine gründliche Bestandsaufnahme des Gesamtsystems durchgeführt, die zu einer ganzen Reihe von teilweise erheblichen Änderungen und Modifikationen führte. Nach Abschluss dieser Modifikationen wurden die Energiebreitenmessungen an diesem optimierten System wiederholt.

Das Gesamtsystem kann in drei logische (und in gewisser Weise unabhängige) Teile zerlegt werden: **Elektronenstrahlquelle**, **Monochromator** und **Analysator** (samt Auswerteelektronik). In diesem Kapitel werden diese drei logischen Subsysteme des Monochromatorteststands vorgestellt.

6.1 Die Elektronenstrahlquelle

Aufgrund der nötigen Modifikationen am Gesamtsystem wurde zunächst auf den aufwändigen Betrieb mit dem ZrO/W-Emitter zugunsten eines einfachen Wolfram-Haarnadel-Emitters verzichtet. Dieser schien aufgrund seiner einfachen Vakuumanforderungen und schnellen Betriebsbereitschaft dazu geeignet, in dem iterativen Optimierungsprogramm des Systems (mit häufigen Umbauten und Tests) als Elektronenstrahlquelle zu dienen.

Für die Details zu den beiden Emittlern wird auf Kap.4 verwiesen. In Abb.6.1 sind die beiden Elektronenstrahlquellen schematisch dargestellt. Gemeinsam ist ihnen, dass sie Elektronen mit einer Energie von $E_{kin} = 3 \text{ keV}$ zur Verfügung stellen, die von einer Transferlinse in den Monochromator fokussiert werden.

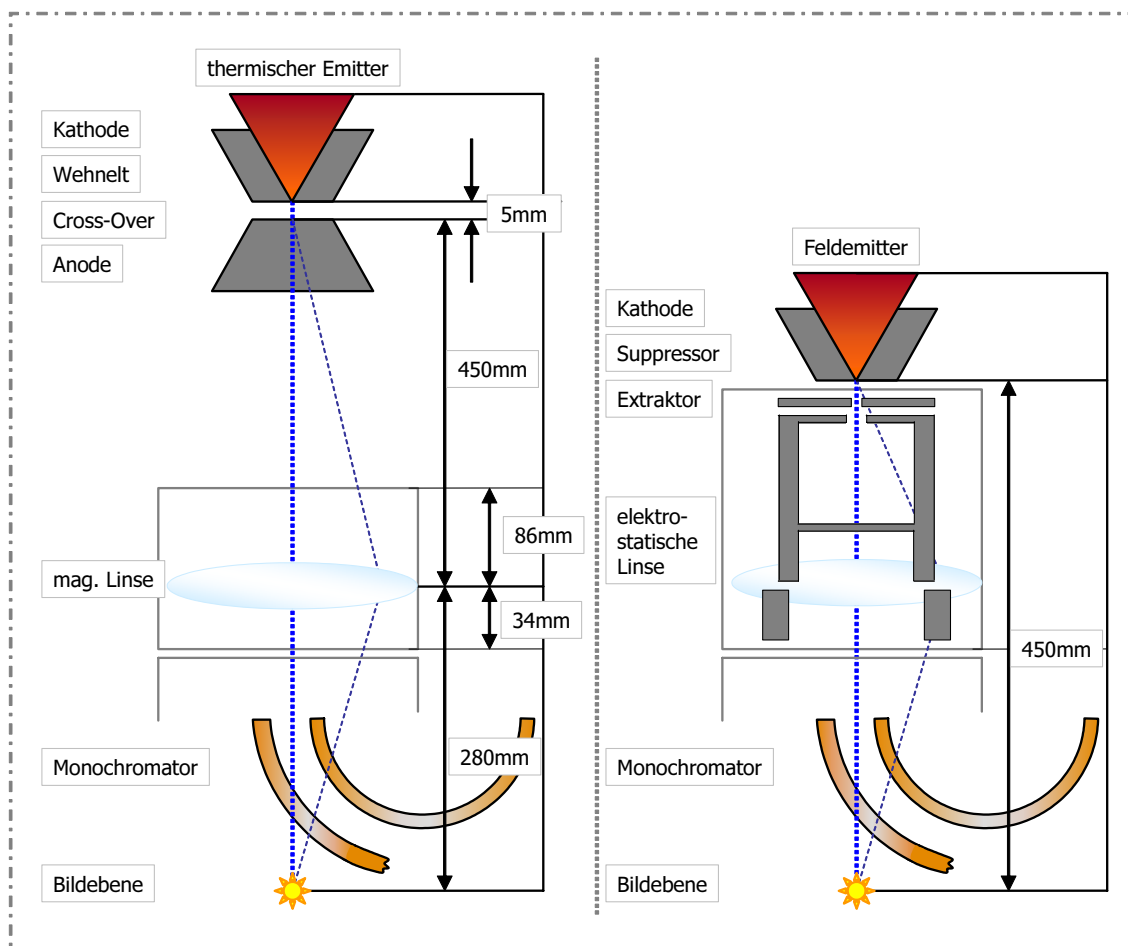


Abbildung 6.1: Das elektronenoptische Beleuchtungssystem des Monochromators unterscheidet sich je nach verwendetem Emittler. Um jedoch möglichst ähnliche Beleuchtungsbedingungen im Monochromator zu haben, wurde die Säule mit dem thermischen Wolfram-Haarnadel-Emitter so verlängert, dass eine ausreichende Verkleinerung des Cross-Overs mit einer magnetischen Linse möglich war. Die virtuelle Quelle des ZrO/W-Emitter wird hingegen mit einer in den Elektronenstrahlerzeuger integrierten Transferlinse vergrößert [Kre97].

6.1.1 Die Elektronenstrahlquelle mit ZrO/W-Emitter

Der ZrO/W-Emitter hat sich aufgrund seiner vielfältigen Vorzüge (siehe Kap.4) zu dem modernen und leistungsfähigen Emittler moderner Elektronenmikroskope entwickelt. Aufgrund seines hohen Richtstrahlwerts sollte auch nach einer Monochromatisierung des Strahls noch genügend Strom zur Verfügung stehen. Daher wurde dieser Emittertyp (realitätsnah) als Quelle für die Experimente ausgewählt, obwohl damit der Betrieb des

Teststandes aufgrund des benötigten Ultrahochvakuums (UHV) im Emittorbereich als aufwändig zu gelten hat.

Um die Energiebreite dieses Strahls untersuchen und darüber hinaus den Monochromator richtig beleuchten zu können, ist eine hochoptimierte elektrostatische Transferlinse in die Elektronenstrahlquelle integriert [Ben96a, Ben96b]. In Abb.6.2 ist der Aufbau dieser Elektronenstrahlquelle schematisch gezeigt. Die zum Betrieb nötigen Hochspannungsversorgungen sind eingezeichnet, ebenso der damit erzeugte Potentialverlauf auf der optischen Achse.

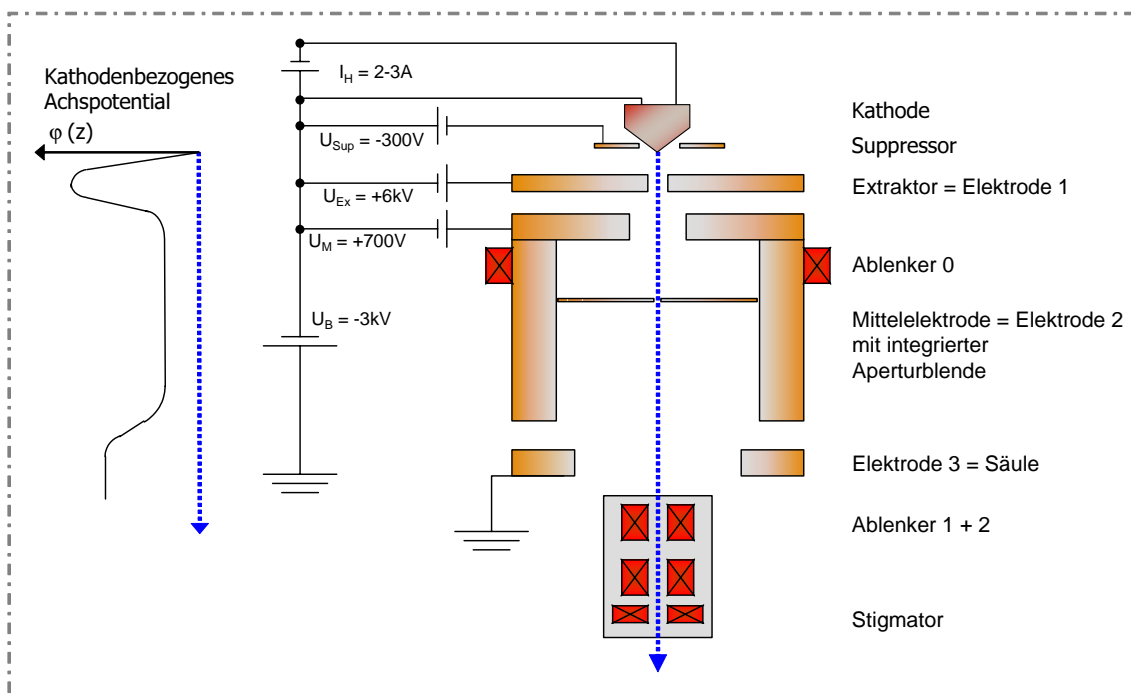


Abbildung 6.2: Schematischer Aufbau der Elektronenstrahlquelle mit ZrO/W-Emitter und der folgenden Transferlinse. Links ist das dazugehörige, kathodenbezogene Potential aufgetragen. Der Emitter selbst wird (je nach Modell) mit einem Heizstrom im Bereich $I_H = 2 - 3 A$ auf $T = 1800 K$ geheizt, der Suppressor mit $U_{Sup} = -300 V$ gegenüber dem Kathodenpotential vorgespannt. Ausgehend vom Emittorblat und dem individuell gewünschte Emissionsstrom wird dann am Extraktor eine Spannung von $U_{Ex} \approx 5 kV$ gegenüber der Kathode angelegt. Die so emittierten Elektronen werden von der Mittelelektrode stark abgebremst und durchlaufen diese typischerweise mit einer Energie von $E_{kin} \approx 700 eV$. Schließlich werden sie dann auf ihre Endenergie von $E_{kin} = eU_B = 3 keV$ durch die dritte und letzte Elektrode beschleunigt.

Die Transferlinse ist eine typische *Orloff*-Linse, sie besteht aus drei asymmetrisch geformten Elektroden [Orl79]. Gegenüber dem Original wurden allerdings die elektrooptisch wichtigen Dimensionen (also Dicke/Länge sowie Bohrungsdurchmesser) mit Hilfe eines genetischen Algorithmus [Ben96a, Ben96b] stark optimiert. Damit konnten die Fehlerbeiträge der Linse um einen Faktor drei verringert werden [Ben96a]. Vom Typ handelt es sich bei der Linse um eine verzögernde elektrostatische Immersionslinse mit einem Immersionsverhältnis von 3:5. Für weitere Details zum Berechnungsverfahren und den Ergebnissen siehe [Ben96a]. Der Monochromator erwartet von der Transferlinse,

dass sie ein reelles Bild der virtuellen Quelle des Emitters in die in Abb.6.1 als Bildebene bezeichnete Ebene abbildet¹. Um die Funktionalität des Monochromators nicht einzuschränken, sollte der Durchmesser dieses Bildes in der Größenordnung von $1 \mu\text{m}$ liegen. Die Aperturwinkel sollten dabei nicht größer als 10^{-1} mrad sein, um den Öffnungsfehler zweiter Ordnung des Monochromators in der Energieselektionsebene gering zu halten, siehe Kap.6.2. Die Transferlinse erfüllt diese Anforderungen, indem sie die virtuelle Quelle des Systems um den Faktor 50 auf etwa $1 \mu\text{m}$ vergrößert. Gleichzeitig wird durch eine

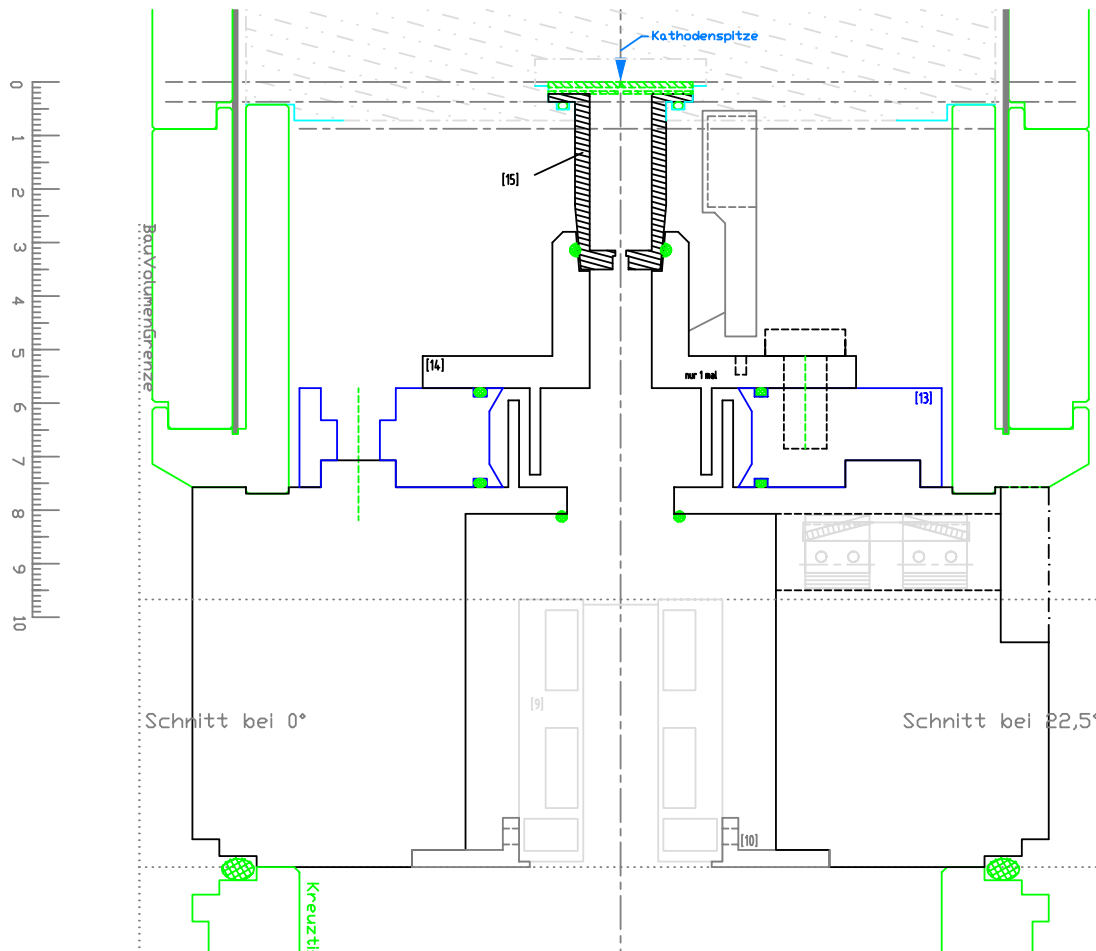


Abbildung 6.3: Die Konstruktionszeichnung des ZrO/W-Emitters sowie der damit verbundenen elektrostatischen Transferlinse. Die virtuelle Quelle des Emitters wird von dieser Linse in den Monochromator abgebildet (siehe Abb.6.1). Die erste Elektrode der Linse ist gleichzeitig der Extraktor des Emitters (grün schraffiert). Es schließt sich die Mittelelektrode an, deren oberer Teil (grün und schwarz schraffiert) sich noch im UHV-Bereich befindet und gleichzeitig die Aperturblende trägt, die auch als Druckstufe zum nachfolgenden Hochvakuumbereich dient. In deren Fortsetzung sind die Ablenker und der Stigmator arrangiert (dieses Gehäuse ist grau angedeutet). Die Skala ganz links veranschaulicht die Dimensionen in mm.

entsprechend kleine Aperturblende in der Mittelelektrode die Strahldivergenz auf das

¹Wie sich zeigen wird, muss diese Bildebene mit der Energieselektionsebene ESE des Monochromators zusammenfallen, siehe Kap.6.2.

geforderte Maß reduziert.

In Abb.6.3 ist die Konstruktionszeichnung der Elektronenstrahlquelle dargestellt. Der eigentliche Strahlkopf, der den Emitter trägt, ist ein kommerzieller Strahlkopf eines Zeiss/ICT-Mikroskops. Er erlaubt es, den Emitter im Betrieb manuell auf einer Kugeloberfläche zu bewegen. Dieser Freiheitsgrad ist für die Justage sehr hilfreich. Auch bei dem daran anschließenden UHV-Topf handelt es sich um das dazu passende kommerzielle Produkt. Er trägt den Extraktor - der gleichzeitig auch die erste Linsenelektrode ist (Elektrode 1 in Abb.6.2) - sowie den oberen Teil der mittleren Elektrode (Elektrode 2 in Abb.6.2). Aus den Datenblättern der Emitter-Hersteller ergeben sich die erforderlichen Daten für die Spannungen und die geometrischen Größen. So ist die Kathode in einem Suppressorgehäuse vormontiert, welches um $U_{Sup} = 300\text{ V}$ negativer als die Kathode vorgespannt wird. Dadurch wird eine mögliche Schaftemission der Kathode unterdrückt. Im Abstand von 1 mm zur Kathodenspitze befindet sich der Extraktor, der um bis zu $U_{Ex} = 6\text{ kV}$ gegen das Kathodenpotential angespannt werden kann. Das so an der Kathodenspitze erzeugte Feld reicht dann aus, um bei richtigem Heizstrom (die Spitzentemperatur sollte $T = 1800\text{ K}$ betragen) Schottky-Emission aus der Kathodenspitze zu ermöglichen. Um Emitter und Transferlinsenraum potentialmäßig zu trennen, wird ein Extraktor mit einer mit $400\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser sehr feinen Bohrung verwendet. Leider ist die Transferlinse - obgleich an und für sich elegant - auf mehrfache Weise im

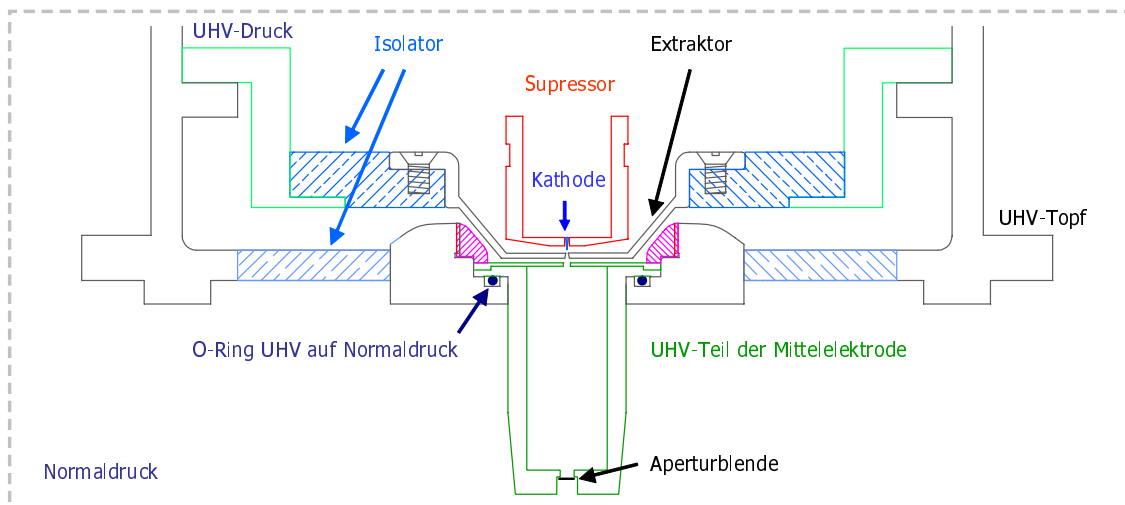


Abbildung 6.4: Aufbau des ZrO/W-Emitters und der elektrostatischen Transferlinse. Der Suppressor und die Kathode sind in einem gemeinsamen Gehäuse am eigentlichen Strahlkopf befestigt. Der Extraktor ist über einen Macor-Isolator am UHV-Topf befestigt. Direkt unterhalb folgt die Mittelelektrode der elektrostatischen Transferlinse. Auch sie ist über einen Macor-Isolator am UHV-Topf befestigt. Ebenfalls eingezeichnet ist der O-Ring, der den UHV-Bereich gegen Normaldruck dichtet.

praktischen Betrieb unvorteilhaft. Durch die Verwendung der ersten Elektrode als Extraktor verändern sich die Linseneigenschaften, sobald die Extraktorspannung geändert wird (wenn beispielsweise ein anderer Emissionsstrom gewünscht wird). Der fixe Einbau der Aperturblende und Druckstufe in der auf Spannung liegenden Elektrode nimmt diesen sonst verfügbaren Justageparameter. Auch der in Abb.6.2 angedeutete Ablenker 0

kann keinen Ersatz bieten. Aufgrund seines Aufbaus wirkt er sowohl vor, als auch nach der Aperturblende und hat sich so als nicht hilfreich erwiesen. Folglich wurde er auch nicht eingesetzt.

Die benötigten geringen geometrischen Dimensionen sowohl in den Abständen als auch in den Radien erfordern für die Transferlinse insgesamt eine hohe mechanische Präzision bezüglich der Fertigung. Die dadurch auftretenden geringen Toleranzen - sowohl bei der Fertigung als auch beim Zusammenbau - erschweren dabei die Vorjustage und wirken sich ungünstig auf den optimalen Betrieb des Systems aus. In Abb.6.4 ist ein Teil der Konstruktionszeichnung dieses Bereichs gezeigt.

Ein weiteres, nicht unerhebliches Problem beim Betrieb der Transferlinse waren die Kapazitäten der Elektroden, die regelungstechnische Schwierigkeiten verursachten. Dies führte zu Schwingungen auf dem Ausgangspotential („Brumm“) der verwendeten Hochspannungsmodule. Durch Umbau der elektrischen Versorgung auf entsprechend geeignetere Hochspannungsmodule wurden diese Instabilitäten beseitigt.

Nicht gelöst werden konnte bei diesem Design die Vakuumbeständigkeit. So wird der UHV-Bereich über einen O-Ring gegen Normaldruck gedichtet, was zu einem stetigen, langsamen Zulaufen des UHV-Bereichs führt, siehe Abb.6.4. Ein Umbau auf CF-Dichtungen ist hier nicht möglich, da die einzelnen Bauteile auf Hochspannung liegen und daher von Macor-Isolatoren gehalten werden müssen. Dies erlaubt keine Kräfte, wie sie bei CF-Dichtungen nötig wären. Alternativen wie Indium-Dichtungen standen ebenfalls nicht zur Verfügung. Daher wurde das Zulaufen des UHV-Bereichs als kleineres Übel akzeptiert.

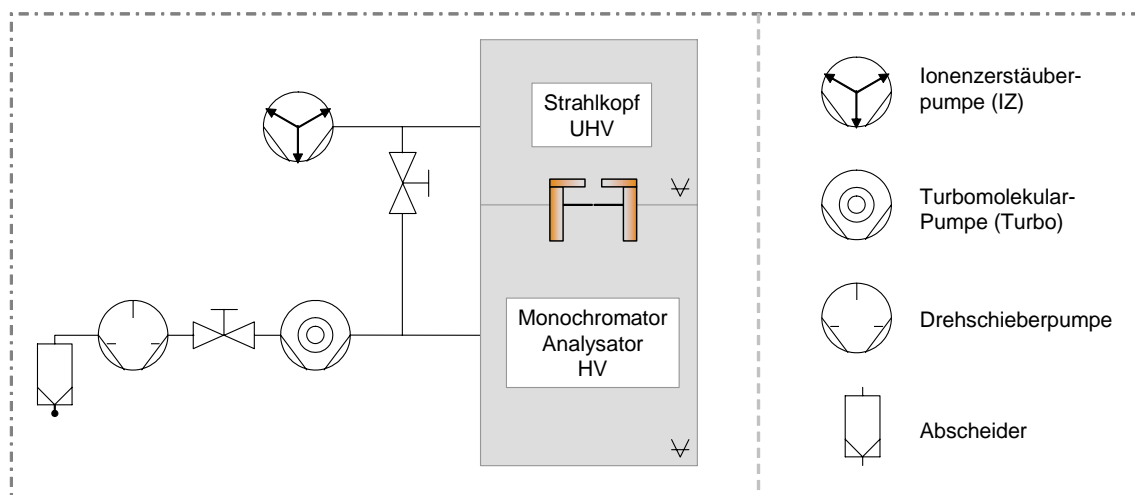


Abbildung 6.5: Aufbau des Vakuumsystems des Ω - Monochromator-Teststands. Die Mittelelektrode der Transferlinse ist als Druckstufe zwischen dem UHV- und dem HV-Bereich angedeutet.

Bei den ersten Tests mit dem ZrO/W-Emitter hatten sich darüber hinaus auf den Leuchtschirmen immer wieder Reflexionserscheinungen während der manuellen Justage am Strahlkopf gezeigt. Wie sich dann bei genaueren Untersuchungen herausstellte, wurde die Extraktorelektrode mit einer Bohrung von $400 \mu\text{m}$ Durchmesser bei einer Dicke von 1 mm gefertigt. Derartige „Tunnel“ versucht man üblicherweise durch Anfasen (an der emitterabgewandten Seite) zu vermeiden. Bei den Simulationen ([Ben96a, Ben96b])

hingegen war dies kein Freiheitsgrad, da sich dadurch an den Feldern und somit an den elektronenoptischen Eigenschaften nichts ändert.

Daher wurde dieser Tatsache während der Entwicklung der Transferlinse nicht entsprechend Rechnung getragen. Jedoch konnte ein im Rahmen dieser Arbeit durchgeführter Austausch des Extraktors durch eine entsprechend neu gestaltete Elektrode das beobachtete Problem deutlich verringern.

Da der ZrO/W-Emitter nur unter UHV-Bedingungen arbeiten kann, verfügt die Elektronenstrahlquelle über eine IZ-Pumpe sowie ein UHV-Trennventil zum HV-System des Teststandes, siehe Abb.6.5. Dabei wurde ein Arrangement verwendet, bei dem sich die IZ-Pumpe mit ihren Magneten möglichst weit von der optischen Achse weg befindet. Alle UHV-Bauteile können darüber hinaus ausgeheizt werden. Typischerweise lässt sich ein Druck von $p = 3 \cdot 10^{-9}$ mbar im UHV-Bereich erreichen.

6.1.2 Die Elektronenstrahlquelle mit thermischem Emitter

Wie schon erwähnt wurde der Teststand während der Umbau- und Testarbeiten mit einer Elektronenstrahlquelle mit thermischem Emitter betrieben. Damit konnte ein einheitliches Vakuumsystem verwendet werden und der Betrieb des Teststandes mit Strahl war ca. 30 Minuten nach Beginn des Evakuierens möglich. Dies stellte sich insbesondere beim Austesten der magnetischen Abschirmung als hilfreich heraus.

Das System bestand aus einem alten Zeiss EM9-Strahlkopf sowie aus einer magnetischen Transferlinse, die im Rahmen dieser Arbeit adaptiert und in Betrieb genommen wurden. Wie aus Kap.4 ersichtlich, unterscheidet sich der Wolfram-Haarnadel-Emitter ganz erheblich von einem ZrO/W-Emitter. So kann nicht erwartet werden, dass mit einem thermischen Emitter die gleichen Beleuchtungsbedingungen eingestellt werden können. Um zumindest brauchbare Ergebnisse zu erzielen wurde versucht, den Cross-Over der Elektronenstrahlquelle beim Beleuchten des Monochromators bestmöglichst zu verkleinern. Dazu wurde ein möglichst großer Abstand zwischen Cross-Over und magnetischer Transferlinse realisiert. Der Cross-Over des thermischen Emitters wurde so um den Faktor zwei bestmöglichst auf $\approx 50 \mu m$ verkleinert, verglichen mit $1 \mu m$ beim ZrO/W-Emitter. Auch der Winkel der in den Monochromator einfallenden Elektronen ist mit $0,5 \text{ mrad}$ erheblich größer. Aufgrund des geringeren Richtstrahlwerts des thermischen Emitters kann er allerdings nicht weiter verringert werden, da ansonsten nicht mehr genügend Strom zur Verfügung steht.

6.1.3 Elektrische Versorgung der Elektronenstrahlquelle

Die Versorgung der Elektronenstrahlquelle mit dem ZrO/W-Emitter ist in zwei Stufen aufgebaut: die Basisversorgung, die die Elektronenenergie festlegt und die Emitter- und Linsenversorgung (siehe Abb.6.2). Sie ist isoliert aufgebaut und wird von der Basisversorgung auf $U_B = -3 \text{ kV}$ angespannt. Über einen Trenntrafo wird die Energieversorgung des Systems sichergestellt. Zur Absicherung gegen Stromausfälle wird die komplette Versorgung über eine USV² abgesichert. Die Spannungen für die Mittelelektrode U_M , die

²Unterbrechungsfreie Stromversorgung.

Spannungen für den Extraktor U_{Ex} (erste Transferlinsenelektrode) sowie für den Suppressor U_{Sup} werden aus Applied Kilovolts Kassetten entsprechender Polarität generiert. Um den Emitter auf seine Betriebstemperatur heizen zu können, ist eine Stromquelle mit einem maximalen Heizstrom von bis zu $I_H = 3 A$ vorgesehen.

Zur Elektronenstrahlquelle gehören weiterhin ein Doppelablenker und ein Stigmator. Dies sind rein magnetische Systeme. Zu ihrer Versorgung stehen sechs am IAP entwickelte bipolare Stromversorgungen im Strombereich von -200 bis $+200 mA$ zur Verfügung. Im Rahmen der Modifikationen am Teststand wurde die Versorgung der Elektronenstrahlquelle in die aufgebaute Sternerdung mit einbezogen.

6.2 Der Monochromator

6.2.1 Die Idee

Der Ω -Monochromator ist das Ergebnis der Bemühungen von H. Rose, die unterschiedlichen Anforderungen eines Monochromators für die Elektronenmikroskopie in einem einzelnen System zu erfüllen [Ros90b]. Die Anforderungen sind im Einzelnen:

- geringe Bauhöhe des Systems, um die mechanische Stabilität bzw. Schwingungsempfindlichkeit des Mikroskops nicht zu sehr zu beeinträchtigen,
- hohe Dispersion, um eine spürbare Reduktion der Energiebreite des Emitters erreichen zu können,
- der Monochromator darf keine auflösungsbegrenzenden Fehler in das elektronenoptische System einbringen,
- er darf den Richtstrahlwert der Elektronenstrahlquelle nicht über Gebühr verringern und
- soll der Monochromator im Bereich der Elektronenstrahlquelle eines Mikroskops eingesetzt werden, so muss er UHV-tauglich und ausheizbar sein. Das System sollte dann rein elektrostatisch aufgebaut sein, da ansonsten die benötigte Stromquellen auf einem Potential von typischerweise $-200 kV$ betrieben werden müssen (was sehr aufwändig ist).

Insbesondere die ersten beiden Punkte sind an und für sich konträr, da eine hohe Dispersion immer mit einer entsprechenden Verlängerung einer geraden optischen Achse verknüpft ist. Beim Ω -Monochromator wird jedoch eine hinreichend lange optische Achse bei geringer Bauhöhe erzielt. Dafür muss jedoch ein System mit gekrümmter optischer Achse in Kauf genommen werden - mit all seinen Justageproblemen. Abb.6.6 zeigt den in [Ros90b] vorgeschlagenen und bereits in [Hub99, Hub04] vorgestellten Monochromator. Er löst die angegebenen Anforderungen durch

- eine Ω -förmige optische Achse, so dass insgesamt eine kompakte Bauweise des Monochromators möglich ist. Die Verlängerung der Mikroskopsäule beträgt dabei zwischen $200 - 300 mm$, was ein akzeptabler Wert ist.

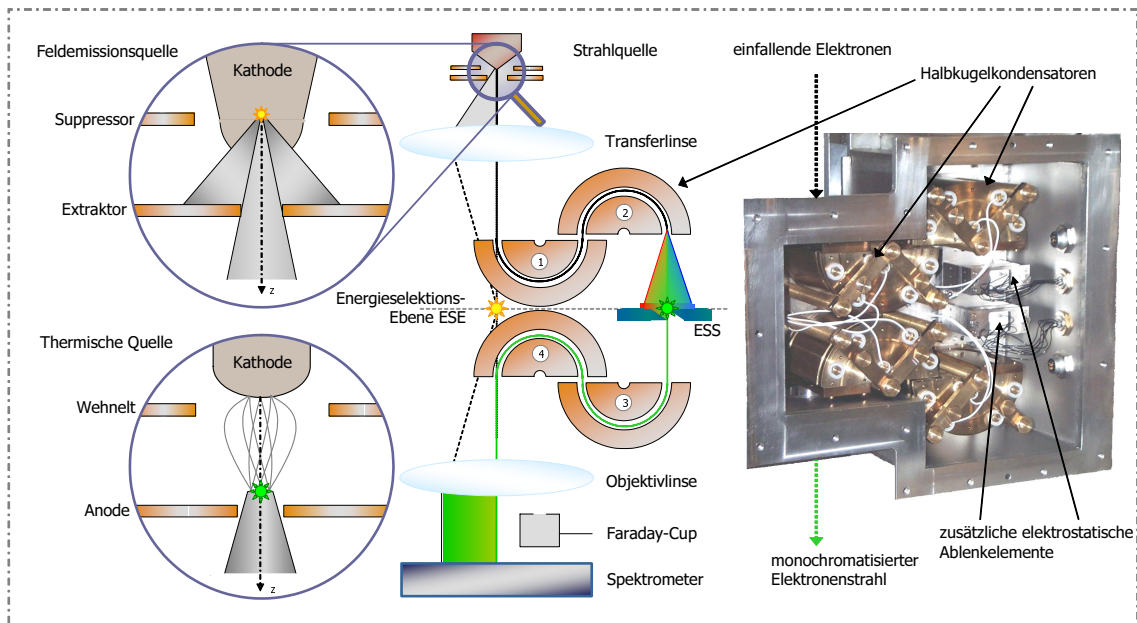


Abbildung 6.6: Hier ist der schematische Aufbau des Monochromators aus vier Halbkugelkondensatoren sowie als Vergleich ein Bild des fertigen Systems gezeigt. Die Transferlinse bildet die virtuelle Quelle des ZrO/W-Emitters bzw. den Cross-Over des thermischen Emitters in die Symmetrieebene des Monochromators ab. Im gezeigten Foto sind weiterhin zusätzliche elektrostatische Ablenker zu sehen, die symmetrisch um die Energieselektions-ebene bzw. ober- und unterhalb des Energieselektionsspalts (ESS) angeordnet sind. Die innere magnetische Abschirmung ist im gezeigten System nicht eingebaut.

- durch Verwendung von Halbkugelkondensatoren als dispersiven Elementen in Kombination mit der langen (aber gekrümmten) optischen Achse wird beim Tübinger Monochromator eine Dispersion $D = 80 \frac{\mu\text{m}}{\text{eV}}$ erzielt. Dieser Wert ermöglicht es theoretisch, eine Elektronenenergiebreite von wenigen zehn meV zu erhalten, weit mehr als gefordert. Dieser Wert ist so gut, dass außer der gewünschten Auflösungssteigerung auch Elektronenenergieverlustspektroskopie (EELS) mit hoher Auflösung möglich wird - sofern das Mikroskop über ein entsprechend leistungsstarkes Spektrometer, wie in [Uhl94] vorgestellt, verfügt.
- Der Monochromator weist einen symmetrischen Aufbau zu seiner Mittelebene auf (Energieselektionsebene ESE in Abb.6.6). Damit wird z.B. erreicht, dass die Elektronen nach Passieren des Monochromators weder einen Öffnungsfehler zweiter Ordnung noch eine Dispersion oder Winkeldispersion aufweisen. So führt die Symmetrie des Monochromators zu einem korrigierten elektronenoptischen System, welches die Auflösung eines nachfolgenden Mikroskops nicht beeinträchtigen wird.
- Da der Monochromator nur aus elektrostatischen Komponenten besteht, ist ein Einsatz im Quellbereich eines Mikroskops prinzipiell möglich.

Die monochromatisierende Wirkung kommt dadurch zustande, dass die vier Halbkugelkondensatoren, versetzt von der ursprünglichen und geraden optischen Achse, in der

Größe	Symbol	Wert
Radius der optischen Achse in den Kugelkondensatoren	R	60 mm
Elektronenenergie	E_{kin}	3 keV
Spannungen an den äußeren und inneren Halbkugelkondensatoren	U_o, U_i	-667 V, +851 V
Dispersion bei $z = z_S$	D	$80 \frac{\mu m}{eV}$
minimale Spaltbreite	Δs_{min}	1 μm
theoretisch erreichbare Energiebreite	ΔE	13 meV
Arbeitsdruck	p	10^{-5} mbar

Tabelle 6.1: Die charakteristischen Größen des Tübinger Ω -Monochromators. Der Monochromator wird - um den Aufwand in Grenzen zu halten - im Hochvakuum betrieben. Kommerzielle Systeme arbeiten dagegen nahe am ZrO/W-Emitter im UHV.

Symmetrieebene des Systems ein dispersives reelles Zwischenbild der Elektronenstrahlquelle erzeugen. Die Symmetrieebene wird auch die Energieselektionsebene ESE genannt. An dieser Stelle ist ein Energieselektionsspalt ESS arrangiert, der die Dispersion ausnutzt und Elektronen mit der nicht gewünschten Energie aus dem Strahlengang ausblendet. Die nun folgende zweite Hälfte des Monochromators führt den nunmehr monochromatisierten Elektronenstrahl zurück auf die ursprüngliche optische Achse. Dabei scheinen die Elektronen von dem von der Transferlinse erzeugten Bild zu kommen (siehe Abb.6.6).

6.2.2 Der Tübinger Monochromator

Für die in [Ros90b] freien Größen wurden die in Tab.6.1 aufgeführten Werte gewählt. Die Elektronenenergie stellt mit $E_{kin} = 3 \text{ keV}$ einen guten Kompromiss dar: die Strahlwechselwirkung sollte im Elektronenstrahl nicht mehr dominant vorherrschen, die Elektronenenergie hingegen noch so gering sein, dass sich eine große Dispersion erzielen lässt. Mit einem Radius von $R = 60 \text{ mm}$ erzeugt der Monochromator in der Energieselektionsebene eine Dispersion von $D = 80 \frac{\mu m}{eV}$. In Kombination mit einem EFTEM-Spalt³, der bis auf $\Delta s_{min} = 1 \mu m$ geschlossen werden kann, sollte sich die Energiebreite des Elektronenstrahls idealerweise (d.h. bei vernachlässigbarem Quellbilddurchmesser und Öffnungsfehler zweiter Ordnung) bis auf $\Delta E = 13 \text{ meV}$ reduzieren lassen. Vollständig geöffnet beträgt die Spaltbreite $\Delta s = 120 \mu m$, ausreichend, um den Elektronenstrahl „ungestört“ passieren zu lassen.

Um zumindest in Strahlnähe keine magnetischen Materialien zu verwenden [Hub04], wurden die vier Halbkugelkondensatoren des Monochromators aus CuAl₈ gefertigt. Diese sind wiederum in einem Gehäuse aus Edelstahl montiert, dessen Vorderseite den Energieselektionsspalt (ESS) trägt und abgenommen werden kann (Foto in Abb.6.6).

Unterhalb des Monochromators folgte dann eine magnetische Linse zur Beleuchtung des Analysators (Objektivlinse in Abb.6.6). Sowohl oberhalb als auch unterhalb des

³Der hier verwendete Spalt wurde von der Fa. LEO (jetzt Carl Zeiss NTS) zur Verfügung gestellt und kommt zum Beispiel im LEO/Zeiss Modell 912 Ω zum Einsatz.

Monochromators waren magnetische Ablenker sowie Leuchtschirme zur Strahljustage und -diagnose vorhanden.

Der Monochromator wird im Hochvakuum betrieben, der Druck beträgt typischerweise $p = 6 \cdot 10^{-6}$ mbar, erzeugt von einer Turbomolekularpumpe. Eine Vorpumpe mit Gasabscheider komplettiert das Vakuumsystem sowohl beim Betrieb mit dem ZrO/W-Emitter als auch beim Betrieb mit einem Wolfram-Haarnadel-Emitter.

Wie sich bei der erstmaligen Inbetriebnahme 2002 herausstellte, zeigten sich Probleme aufgrund magnetischer Störeinflüsse. Diese erschwerten eine optimale Justage des gesamten Testaufbaus ganz erheblich. Trotzdem konnte die prinzipielle Funktionsfähigkeit des Monochromators unter den damaligen Bedingungen bereits nachgewiesen werden [Hub99].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Monochromator fast vollständig zerlegt und eine zweistufige magnetische Abschirmung aus μ -Metall und Vitrovac-Folie konstruiert und eingebaut, so dass - trotz beengter Platzverhältnisse - die geometrischen Größen des Systems unverändert bleiben konnten⁴.

6.2.3 Zur Wahl des optimalen Energieselektionsspalts

Zwar wurde vorher im Zusammenhang mit der Symmetrie des Monochromators darauf hingewiesen, dass er als Ganzes keine relevanten Bildfehler zweiter Ordnung erzeugt, doch gilt diese Aussage - aufgrund fehlender Symmetrie - nicht innerhalb des Monochromators, insbesondere nicht in der Energieselektionsebene ESE. Um für alle Fälle gerüstet zu sein, wurden elektrostatische 12-Pol-Elemente [Bär99] entwickelt, die bei Bedarf zum Einsatz gebracht werden können. Sie können den zwei- und dreizähligen Astigmatismus sowie die axiale Koma, also insbesondere die Öffnungsfehler zweiter Ordnung, in Richtung der Dispersion korrigieren.

Aufgrund ihrer Abbildungseigenschaften bilden die Halbkugelkondensatoren das von der Transferlinse in die Energieselektionsebene entworfene virtuelle Bild der Quelle 1:1 in ein reelles dispersives Bild an der Stelle des Energieselektionsspalts ESS ab, siehe Abb.6.7. Betrachtet man Elektronen der Sollenergie E_{kin} , so gilt für den Radius des Bildes r_{geo} der virtuellen Quelle des Emitters r_q in der Energieselektionsebene bei einer Vergrößerung M der Transferlinse⁵

$$r_{geo} = M \cdot r_q. \quad (6.1)$$

Ist die x-Achse in Richtung der Dispersion gelegt, so muss bei der Energiebreitenreduktion nur auf die Bildgröße in dieser Richtung geachtet werden, da der Energieselektionsspalt den Elektronenstrahl nur in dieser Richtung begrenzt. Für hinreichend kleine Aperturwinkel α wird die Ausdehnung des aberrationsbehafteten Quellbildes in x-Richtung durch den Öffnungsfehler 2. Ordnung Δx_F verbreitert, für den nach [Bär99] gilt:

$$\Delta x_F = -4 \cdot R \cdot \alpha^2 \quad (6.2)$$

mit R als dem Radius der optischen Achse in den Halbkugelkondensatoren. Weiterhin können Störungen wie Fehljustage oder Brumm der Spannungsversorgungen auftreten.

⁴ μ -Metall und Vitrovac sind magnetische Werkstoffe der Vakuumschmelze Hanau, siehe [Bol90].

⁵Die Bildfehler der Transferlinse können hier vernachlässigt werden [Ben96a, Ben96b].

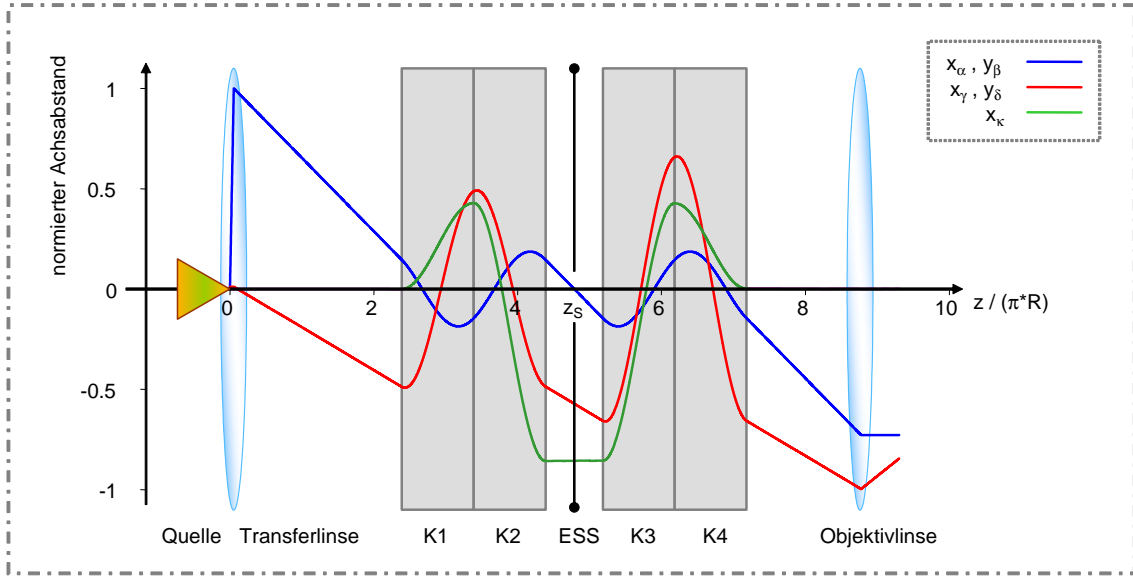


Abbildung 6.7: Die mit Paraxial simulierte Fundamentalbahnen des Systems mit Transferlinse und Ω -Monochromator. Der Monochromator wird von der Transferlinse so beleuchtet, dass in der Energieselektionsebene ESE bei $z = z_S$ ein reelles dispersives und stigmatisches Bild der virtuellen Quelle liegt. Ein hier arrangierter Energieselektionsspalt (ESS) lässt die Elektronen mit der gewünschten Energiebreite passieren. Die nachfolgende Objektivlinse bildet dieses Bild dann ins Unendliche ab. Trotz der gekrümmten optischen Achse der Elektronen in den Halbkugelkondensatoren ist die Abbildung durchgehend astigmatismusfrei, die Dispersion verschwindet außerhalb des Monochromators.

Diese können zu einer zusätzlichen Bildverbreiterung Δx_S in x-Richtung führen. Auch sie beeinflusst die erreichbare Energiebreite. Für die tatsächliche Größe x_G des Bildes in x-Richtung wird nun folgende Annahme gemacht:

$$x_G = \sqrt{4 \cdot r_{geo}^2 + \Delta x_F^2 + \Delta x_S^2}. \quad (6.3)$$

Weiterhin kann in einem System mit der Dispersion D die zur Energieselektion benötigte maximale Spaltbreite Δs_{max} eines Energieselektionsspalts ESS angegeben werden, mit der eine gewünschte Energiebreite ΔE noch erhalten werden kann, wenn $x_G < \Delta s_{max}$ gilt [Iba91]:

$$\Delta s_{max} = D \cdot \Delta E. \quad (6.4)$$

Zur Ermittlung der tatsächlich möglichen Auflösung muss Gl.6.4 allerdings modifiziert werden und es muss berücksichtigt werden, dass die Verwendung einer Spaltbreite Δs , die kleiner ist als der Durchmesser der Elektronensonde, nur den Strom, aber nicht die Energiebreite reduziert [Iba91]. Aus Gl.6.4 ergibt sich dann die minimal mögliche Energiebreite ΔE_{min} zu

$$\Delta E_{min} = \frac{\Delta s_{opt}}{D} \quad (6.5)$$

mit

$$\Delta s_{opt} = \max\{x_G, \Delta s_{max}\} \quad (6.6)$$

als der optimalen (das heißt größten, zum Erreichen von ΔE_{min} sinnvollen) Spaltbreite des Energiselektionsspalts ESS. Tab.6.2 enthält die Werte zu den im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Elektronenstrahlquellen.

Emitter	M^{-1}	$\alpha/mrad$	$r_{geo}/\mu m$	$\Delta x_F/nm$	$\Delta s_{opt}/\mu m$	$\Delta E_{min}/meV$
ZrO/W-Emitter	50	$1 \cdot 10^{-1}$	1	1, 2	2	25
Wolfram-Haar-nadel-Emitter	2	$5 \cdot 10^{-1}$	25	30	50	600

Tabelle 6.2: Gegenüberstellung der für die Energiebreitenreduktion des Monochromators wichtigen Parameter wie Vergrößerung M , Bildradius r_{geo} der Elektronensonde, Aperturwinkel α und ihr Fehleranteil Δx_F in Richtung der Dispersion. Aufgrund der jeweils geringen Aperturwinkel kann der Öffnungsfehlerbeitrag stets vernachlässigt werden. Die optimale Spaltbreite Δs_{opt} wird nur durch die geometrische (paraxiale) Sondengröße bestimmt. Für die Annahmen zu den jeweiligen Sondengrößen sei auf Kap.4 verwiesen, es wird angenommen, dass der Beitrag von x_S ebenfalls vernachlässigt werden darf.

6.2.4 Elektrische Versorgung des Monochromators

Die Versorgung des Monochromators wird durch vier positive und vier negative Spannungsquellen sichergestellt. Diese beziehen ihre Hochspannung aus jeweils einem HV-Modul (für jede Polarität). Maximal können damit $\pm 1000 V$ an die Halbkugelnkondensatoren angelegt werden, dies entspricht auch der maximalen Spannungsfestigkeit der verwendeten Stecker. Es besteht die Möglichkeit, alle acht Ausgänge einzeln anzusteuern, was für die Justage und Diagnose hilfreich ist. Es können jedoch alle vier Ausgänge einer Polarität zusammengefasst und gemeinsam versorgt werden, um so mögliche Störungen der einzelnen Kanäle ausschließen zu können.

6.3 Der Analysator

Um die Energiebreite des vom Monochromator zur Verfügung gestellten Elektronenstrahls zu vermessen, kommt ein elektrostatischer Energieanalysator nach Möllenstedt zum Einsatz. Der Analysator sowie das Detektionssystem stammen nahezu unverändert aus [Web97], lediglich der Analysatorspalt wurde aufgrund seiner technischen Unzulänglichkeiten grundlegend überholt und modifiziert. Es wurde dabei erstmalig ein Möllenstedt-Analysator in Verbindung mit einem modernen ZrO/W-Emitter eingesetzt⁶. Die erzeugten Spektren werden von einem YAG-Szintillator (siehe [Web97]) in ein Lichtsignal konvertiert, welches dann weiterverarbeitet wird. Abb.6.8 zeigt den prinzipiellen Aufbau sowohl des Analysators als auch des Detektionssystems. Die Verwendung

⁶In [Spe85] wird von Untersuchungen an ZrO/W-Emittern unter Verwendung eines Möllenstedt-Analysators berichtet. Die dabei untersuchten Kathoden unterscheiden sich jedoch von den heutigen, modernen ZrO/W-Emittern dadurch, dass der Betrieb bei einer deutlich geringeren Temperatur erfolgt. Auch erscheint es wahrscheinlich, dass die damaligen Kathoden ganz anders prozessiert wurden, als die heutigen, kommerziellen Emittter.

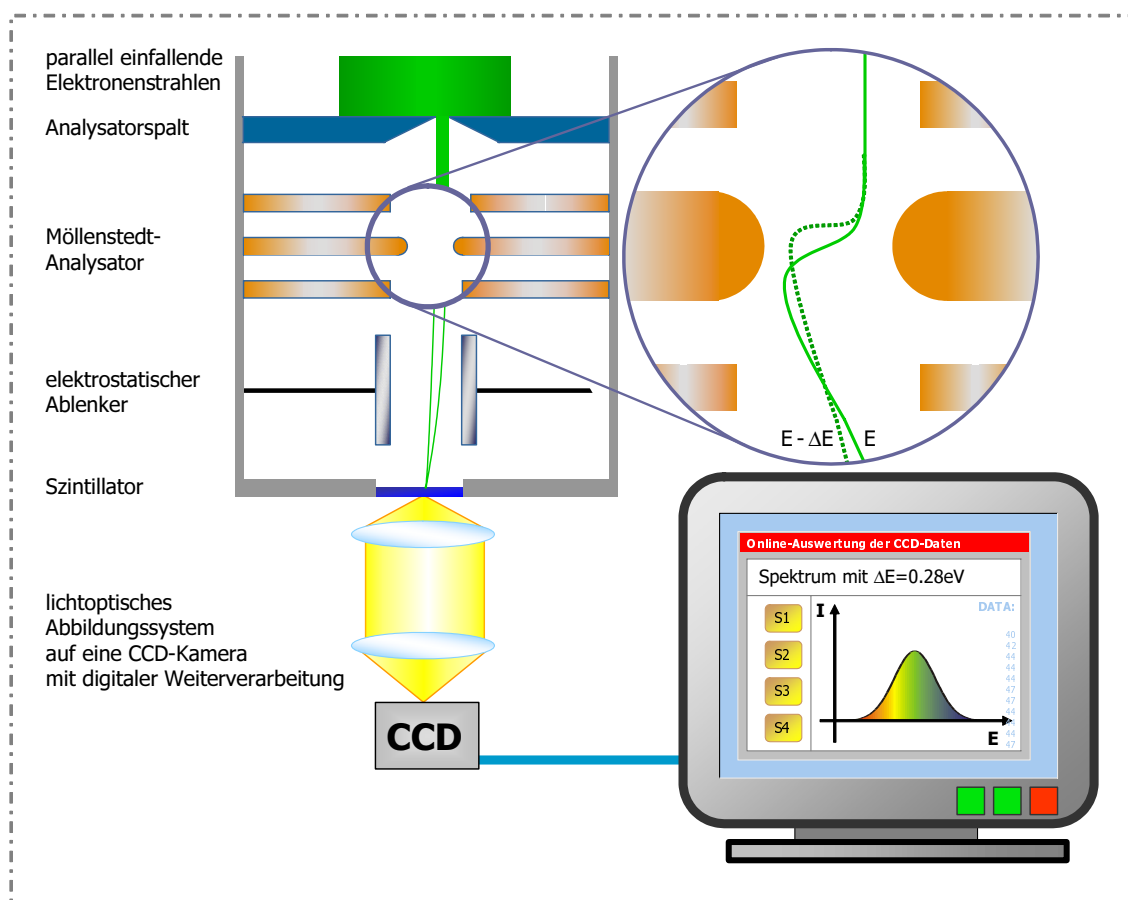


Abbildung 6.8: Schematische Darstellung des dem Ω -Monochromator nachfolgenden Möllenstedt-Analysators. Anschließend an den Analysator ist ein elektrostatischer Ablenker angeordnet, mit dem das Spektrum über einer Leuchtschirm-Szintillator-Anordnung positioniert werden kann. Der YAG-Szintillator (blau) dient dabei als Fenster zur Vakuumsäule. Darunter folgt das lichteoptische Transfersystem mit einer CCD-Kamera, die zur Weiterverarbeitung an einen Rechner angeschlossen ist.

des Möllenstedt-Analysators als Elektronenspektrometer ist dabei bereits bekannt (siehe z.B. [Gau66]). Hingewiesen werden soll noch auf die Tatsache, dass gleich wie bei [Sch87, Gra95] und [Web97] für die Bestimmung der Dispersion nicht die Elektronenenergie, sondern die Spannung an der Analysator-Mittelelektrode verändert wird⁷. [Gra95] gibt dabei folgenden näherungsweise Zusammenhang zwischen einer Änderung der Beschleunigungsspannung ΔU_B und der Änderung der Spannung an der Analysator-Mittelelektrode ΔU_A an:

$$\Delta U_A = -\frac{U_A}{U_B + \Delta U_B} \cdot \Delta U_B \approx -\frac{U_A}{U_B} \cdot \Delta U_B. \quad (6.7)$$

wobei die letzte Näherung nur gültig ist für $\Delta U_A, \Delta U_B \ll U_A, U_B$. Dies ist hier sogar besser erfüllt als bei [Gra95] ($\Delta U_A = 0,51 \text{ V}$ statt 10 V und $U_B = 3 \text{ kV}$ statt 20 kV).

⁷Die Spannung der mittleren Elektrode wurde um $0,51 \text{ V}$ erhöht. Aufgrund der hohen Dispersion des Analysators konnte keine handelsübliche Batterie verwendet werden, da deren Spannungen bereits zu hoch sind. Als Potential wurde daher der Spannungsabfall an einer Z-Diode verwandt.

Daher wird für die Kalibration der Energiebreitenmessungen stets angenommen, dass

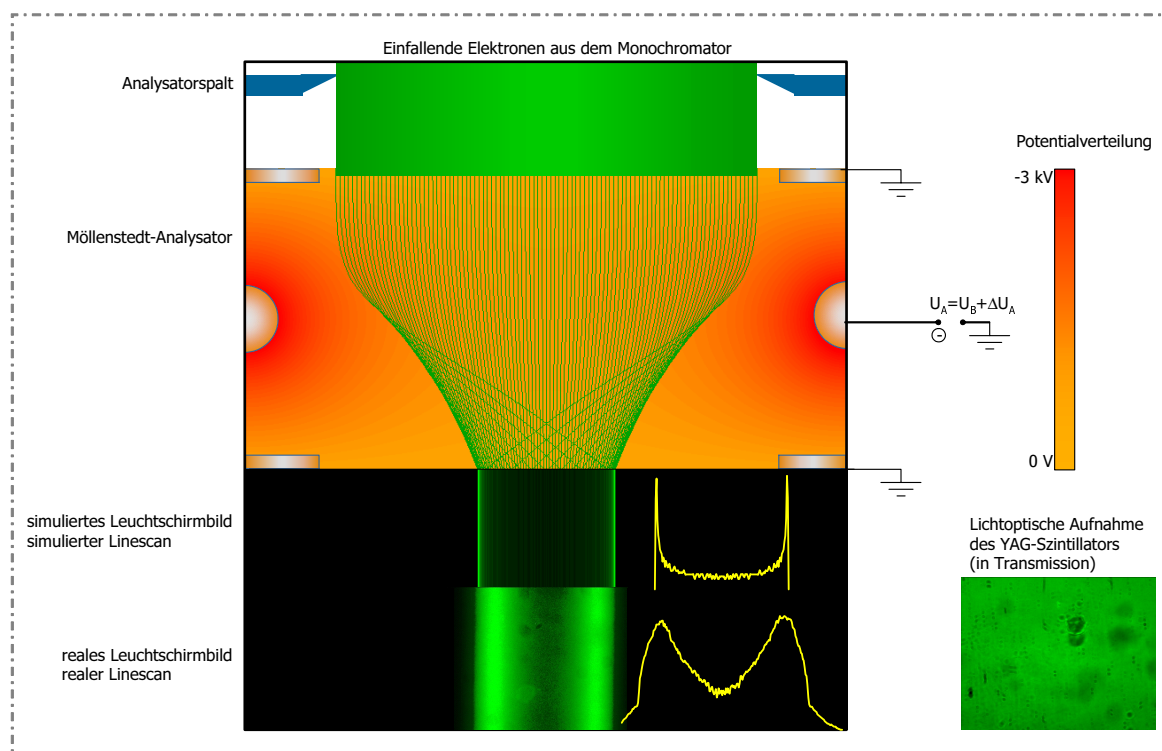


Abbildung 6.9: Simulierte Elektronenbahnen im Möllenstedt-Analysator zur Verdeutlichung des Kaustikstrahlengangs. Darunter ist ein simuliertes und ein reales Spektrum auf dem YAG-Szintillator gezeigt. Rechts ist eine Aufnahme des YAG bei Weißlichtbeleuchtung mit typischen Artefakten abgebildet, die aufgrund von Materialinhomogenitäten und Degeneration wegen des Elektronenbombardements zustande kommen. Zur Berechnung der Elektronenbahnen in diesem Analysator wurde ein Integrator geschrieben, der sich eines (in [Met67] angegebenen) analytischen Potentialmodells bedient.

eine kleine Spannungsänderung an der Analysator-Mittelelektrode gleichbedeutend mit einer Energieänderung der Elektronen ist.

Abb.6.9 zeigt die Funktionsweise des Analysators genauer. Bei der Berechnung von (monoenergetischen) Elektronenbahnen, die parallel in den Analysator einfallen, erkennt man die Ausbildung der Kaustik im Randbereich des Strahlenbündels sowie die damit verbundene Intensitätserhöhung. Dies ist der Bereich, mit dem der Analysator bei den Messungen dann beleuchtet wird (Kaustikstrahlengang, siehe [Heu93, Gra95, Web97]). Ein so simuliertes Spektrum, aufgenommen am unteren Ende des Analysators, ist einem realen Spektrum gegenübergestellt (jeweils mit Linescan). Das reale Bild wurde mit einem thermischen Emittor (ohne Monochromator) und endlicher Apertur aufgenommen. Das reale Spektrum zeigt eine erhebliche Verbreiterung der beiden Kaustikbereiche sowie Artefakte des YAG-Szintillators. Die rechts gezeigte Aufnahme des YAG wurde ohne Elektronen bei Beleuchtung mit Weißlicht aufgenommen, um die Artefakte des YAG-Szintillators besser erkennen zu können. Diese erschweren die experimentelle Arbeit aufgrund ihrer Anzahl und Dichte nicht unerheblich. Schon im Vorfeld einer Messung wird ein entsprechend fehlerarmer Bereich ausgewählt. An verbleibenden, punktuellen

Störungen darf dann natürlich keine Auswertung erfolgen.

6.4 Bildaufnahme- und Verarbeitung

Das konvertierte Spektrum wird über eine Lichtoptik auf einen Slowscan-CCD-Chip mit 1280x1024 Pixel abgebildet [Web97]. Damit können die Spektren in den Steuerrechner eingelesen und digitalisiert werden. Die Belichtungszeiten bei Messungen mit dem ZrO/W-Emitter betragen typischerweise 4 Sekunden, der deutlich intensitätsärmere thermische Emitter erforderte hingegen Belichtungszeiten bis über 10 Sekunden. Weiterhin wurde die CCD-Kamera mit 6-fach Binning betrieben, was zu höherqualitativen Bildern führte, ohne dabei die Energieauflösung zu beeinträchtigen. Direkt nach der Aufnahme des Spektrums wurde eine Dunkelfeldaufnahme erstellt, bei der der Elektronenstrahl noch oberhalb des Monochromators ausgeblendet wurde. Die Pixel-Werte dieser Aufnahme wurden dann von der eigentlichen Aufnahme abgezogen. So konnte nicht nur der Dunkelstrom der CCD, sondern auch parasitäre Restlichteinstreuung (etwa vom Bildschirm des Rechners) eliminiert werden. Auf dem Steuerungsrechner wurden dann Linescans durchgeführt, da zu diesem Zeitpunkt noch die gesamte Dynamik des Bildes (16 Bit pro Pixel) vorhanden war. Das Programm erlaubt zwar eine Konvertierung in das Windows-übliche BMP-Format mit jedoch nur acht Bit pro Pixel. Der damit verbundene Informationsverlust war jedoch unproblematisch. Mithilfe von - im Rahmen dieser Arbeit erstellter - Auswertesoftware wurden dann die Energiebreiten durch Vermessen der Halbwertsbreite der Kurven aus dem Spektrum und den dazugehörigen Kalibrationskurven bestimmt. Insbesondere bei Messungen am thermischen Emitter ergaben sich teilweise derart verrauschte Spektren, dass ein vorheriges Glätten sinnvoll erschien, um eine automatische Auswertung durch die Software zu ermöglichen. Dies war beim ZrO/W-Emitter hingegen nicht erforderlich. Weitere Details, die Auswertung von Energiebreitenmessungen mit Möllenstedt-Analysatoren betreffend, finden sich in [Web97].

6.5 Zur Justage

Um ein komplexes elektronenoptisches System wie den Ω -Monochromator-Teststand in Betrieb nehmen zu können, müssen genügend Justagehilfsmittel vorgesehen sein. Je mehr Justagefreiheitsgrade bestehen, desto mehr Aufwand muss allerdings betrieben werden, da das Parameterfenster für einen optimalen Betrieb immer schmaler wird. Daher wird versucht, nur dann von weiteren vorhandenen Justageelementen (hier Ablenker) Gebrauch zu machen, wenn dies unbedingt nötig ist.

So wurde beispielsweise auf die in Abb.6.6 gezeigten elektrostatischen Ablenker verzichtet, da der Gewinn durch die zusätzlichen Freiheitsgrade in keinem Verhältnis zum Aufwand stand (im schlimmsten Fall nochmals 16 weitere Spannungsquellen).

Grundsätzlich besteht die Justage aus folgenden beiden Schritten:

1. mechanische Vorjustage einzelner Komponenten am zerlegten System, im folgenden *Vorjustage* bezeichnet.

2. Justage am System während des Betriebs, meist unter Verwendung der elektrischen und / oder magnetischen Ablenker und Stigmatoren, im folgenden *Justage* bezeichnet.

Wie bereits erwähnt, gliedert sich das Gesamtsystem in drei Abschnitte, die unabhängig voneinander sind, einzeln justiert werden können und im folgenden bezüglich der beiden Justageschritte (*Vorjustage* und *Justage*) beschrieben werden.

6.5.1 Strahlkopf

Vorjustage

Vor Beginn des Zusammenbaus des Systems muss sichergestellt werden, dass der Extraktor und die Aperturblende in der Transferlinse zueinander hinreichend justiert sind, um ein Auswandern des Bildes beim Fokussieren zu vermeiden. Dies wird durch einen Laser sichergestellt, dessen Beugungsringe auf einem Schirm unterhalb der Anordnung beobachtet werden. Sind die Beugungsringe rund und konzentrisch, so gilt dieser Teil des System als hinreichend justiert.

Der Emitter selbst ist über zwei Drehknöpfe auf einer Kugeloberfläche in x- und y-Richtung verfahrbar. Er wird mit Hilfe einer Zentriervorrichtung unter einem Mikroskop auf die mechanische Nullposition gefahren (zentriert).

Justage

Die Position des Emitters kann auch im Betrieb (also unter Spannung) in x- und y-Richtung geändert und angepasst werden, um diese auf die reale optische Achse zu justieren. Dazu wird der emittierte Elektronenstrahl auf einem Leuchtschirm beobachtet. Durch Verändern der Spannung an der Transferlinse (Wobbeln) wird die optimale Emitterposition eingestellt, bei der kein Auswandern des Spots während des Durchfokussierens auftritt.

6.5.2 Ω -Monochromator

Vorjustage

Eine Vorjustage ist für den Ω -Monochromator nicht vorgesehen. Die einzig beweglichen Teile sind die auf je einem x/y-Tisch verfahrbaren Halbkugelkondensatoren 2 und 3⁸. Zur Systemoptimierung wurden diese beiden Freiheitsgrade allerdings nie herangezogen, statt dessen wurden die an den Halbkugelkondensatoren angelegten Spannungen variiert.

Die Position der x/y-Tische entspricht der theoretisch erwarteten optimalen Position aus [Hub99] für den Übergangsbereich zwischen zwei Halbkugelkondensatoren ohne Feldblenden.

⁸Die Nummerierung der Halbkugelkondensatoren erfolgt in der Reihenfolge, in der sie von den Elektronen durchflogen werden, siehe dazu Abb.6.6.

Justage

Um den Ω -Monochromator im Betrieb zu justieren, bedient man sich folgender Freiheitsgrade⁹ und Hilfsmittel:

- Brennweite der Transferlinse (elektrostatische Transferlinse beim ZrO/W-Emitter, eine magnetische Linse beim thermischen Emitter), im folgenden Linse 1 genannt,
- magnetische Ablenker 1 und 2,
- Leuchtschirm oberhalb des Monochromators,
- acht Spannungsquellen für die vier Halbkugelkondensatoren innen und außen,
- Leuchtschirm auf dem Energieselektionsspalt,
- Magnetische Ablenker (einstufig) unterhalb des Monochromators, im folgenden Ablenker 3 genannt,
- magnetische (Objektiv-) Linse unterhalb des Monochromators, im folgenden Linse 2 genannt,
- Faraday-Cup und
- Leuchtschirm in der Probenkammer, auf der der Monochromator aufgebaut ist.

Dabei wird darauf geachtet, die Spannungsbelegungen an den Halbkugelkondensatoren symmetrisch zur Energieselektionsebene zu halten. Dies sollte auch immer gelingen, obwohl die praktisch verwendeten Spannungen - abhängig vom Betrieb der Quelle - von den theoretisch berechneten Werten etwas abweichen können.

Folgendes Vorgehen hat sich als erfolgreich erwiesen:

1. Den einfallenden Elektronenstrahl auf die optische Achse der Transferlinse justieren, so dass beim Fokussieren der Transferlinse kein Auswandern auftritt. Den so justierten Strahl lässt man in den Monochromator (in Halbkugelkondensator 1) einfallen¹⁰.
2. Ablenker 1 wobbeln.
3. Leuchtschirm auf der Energieselektionsblende einfahren.
4. Spannungen auf den ersten beiden Halbkugelkondensatoren (1 und 2) auf die theoretisch errechneten Werte einstellen. Zu den benötigten Spannungen siehe [Hub00].
5. Spannungen der äußeren Halbkugelkondensatoren symmetrisch verändern (erhöhen), bis der Elektronenstrahl auf dem Leuchtschirm auf der Energieselektionsblende zu sehen ist.

⁹Für die Bezeichnung der Ablenker wird auf Abb.6.2 verwiesen.

¹⁰Ist der Elektronenstrahl auf die Achse der Transferlinse zentriert, so tritt er auch an der richtigen Stelle in den Monochromator ein ($R = 60 \text{ mm}$).

6. Wobbeln ausschalten, Strahl über die Spannungen an den Halbkugelkondensatoren und mit Ablenker 1 auf die Sollposition ziehen. Diese wird durch die Nullposition des Energieselektionsspalts gegeben.
7. Spannungen für die beiden anderen Halbkugelkondensatoren (3 und 4) symmetrisch einstellen, Energieselektionsspalt samt Leuchtschirm aus dem Strahl wegfahren¹¹.
8. Ablenker 3 wobbeln, bis der Elektronenstrahl auf dem Leuchtschirm in der Probenkammer zu sehen ist. Eventuell müssen die Spannungen an den Halbkugelkondensatoren 3 und 4 verändert werden (zumeist ist eine Änderung an Halbkugelkondensator 4 ausreichend).
9. Nun iterativ auf optimale Helligkeit justieren. Dabei Ablenker 2 einsetzen und die Spannungen der Monochromatorversorgung schrittweise angleichen, d.h. symmetrisch stellen.

Ist dieser Zustand erreicht, wird die Spannungsversorgung so umgestellt, dass nur noch zwei Spannungsquellen (Plus und Minus) zur Versorgung der vier Innen- und Außenschalen der Halbkugelkondensatoren eingesetzt werden. Damit ist der optimale Betriebszustand des Monochromators hergestellt.
10. Wobbeln ausschalten, Linse 2 zuschalten, mit dem Ablenker 3 so einstellen, dass möglichst kein Auswandern des Elektronenstrahls beim Fokussieren mit Linse 2 auftritt.
11. Zum Schluss den Faraday-Cup einschwenken und das System iterativ fein abstimmen, um den Strahlstrom zu maximieren.

Eigentlich betrifft der vorletzte Punkt der Aufzählung nicht mehr die Justage des Monochromators. Da dessen Justage aber erst unterhalb von Linse 2 beurteilt werden kann und Linse 2 aus Intensitätsgründen mit betrieben werden muss, ist dieser Schritt hier mit aufgeführt.

Wie sich zeigt, ist die Stabilität des Systems so hoch, dass ein einmal justiertes System auch über den Zeitraum der Messungen justiert bleibt. Während der Messungen ergibt sich zwar die Notwendigkeit, kleinere Korrekturen durchzuführen (leichter Drift), doch bleibt das System als ganzes hinreichend stabil. Über Nacht hingegen ist für gewöhnlich zur Wiederinbetriebnahme am nächsten Morgen das „ganze Programm“ nötig.

Hat man sich darüber hinaus ins Abseits justiert, also alles maximal verstellt, so kommt man um einen richtigen Reset¹² samt erneuter Justage nicht umhin.

¹¹Dies geschieht um unnötige Kontamination am Spalt zu verhindern.

¹²Damit ist folgendes gemeint: Die Ströme für die Linsen und Ablenker werden von der Elektronik nicht angezeigt, der Nullpunkt der bipolaren Versorgungen ist aufgrund der verwendeten vielgängigen Potentiometer auch nicht einfach einzustellen. Daher werden die Stromquellen in diesem Fall mit Hilfe eines Multimeters auf 0 A zurück gestellt. Die Spannungsquellen haben hingegen Anzeigen.

6.5.3 Analysator

Vorjustage

Der Möllenstedt-Analysator wird vorjustiert, so dass der Analysatorspalt und die Backen des Möllenstedt-Analysators (mittlere Elektrode) parallel zueinander liegen. Der Analysatorspalt wird maximal geöffnet, um möglichst viel von der Kaustikfigur sehen zu können.

Justage

Die Justage des Möllenstedt-Analysators wurde bereits mehrfach beschrieben ([Heu93, Gra95, Web97]). Zur Energiebreitenmessung wird der Analysatorspalt fast ganz geschlossen und seine Position dabei senkrecht zu den Spaltbacken über den Kaustikbereich des nachfolgenden Möllenstedt-Analysators gefahren. Die optimale Position des Spalts ist genau dann erreicht, wenn eine leichte radiale Verschiebung des Spalts stets zu einem Auswandern des Elektronenbands hin zur optischen Achse führt. An dieser Stelle ist das Elektronenband auch am hellsten (Kaustikbereich).

Für die Feinabstimmung lässt sich der Spalt zusätzlich gegen den Analysator verdrehen (siehe [Kra00]), um sicherzustellen, dass auch an der richtigen Stelle gemessen wird¹³. Für die hier vorgestellten Messungen wurde dieses Vorgehen hingegen nicht angewandt, vielmehr wurde versucht, durch möglichst gutes Vorjustieren und Justieren ein möglichst paralleles Ausrichten von Spalt und Elektrode zu erreichen und so mit jeder Messung einen ganzen Satz Energiebreiten aufzunehmen.

6.5.4 CCD-Kamera

Vorjustage

Die CCD-Kamera ist mit ihrer Transferoptik fest verbunden und bildet eine Einheit. Diese ist an einem x/y/z-Tisch befestigt. Nachdem diese Einheit unter dem YAG-Szintillator befestigt wurde (siehe Abb.6.8), wird sie an den YAG herangefahren. Mit einem Papierstreifen wird ein Abstand von $\approx 10 - 20 \mu\text{m}$ zwischen YAG und Objektiv der Transferoptik eingestellt.

Justage

Man bildet ein Spektrum mit der CCD-Kamera ab und stellt dann anhand des aufgenommenen Bildes scharf.

¹³Die richtige Position, d.h. die zur Vermessung geeignete Stelle lässt sich dann anhand der Krümmung des Elektronenspektrums erkennen.

Kapitel 7

Experimentelle Ergebnisse

Die wesentlichen Ergebnisse wurden (natürlich) mit dem ZrO/W-Emitter gemessen. Der Ω -Monochromator wurde dabei nur mit der inneren magnetischen Abschirmung betrieben, da sich bei den Tests mit dem Wolfram-Haarnadel-Emitter herausgestellt hatte, dass sich die magnetischen Störfelder dadurch hinreichend abschirmen ließen. Nachdem das System überarbeitet worden war und die Strahlqualität nach dem Monochromator dann als gut bewertet wurde, wurde die mittlerweile modifizierte Elektronenstrahlquelle mit ZrO/W-Emitter erneut an den Teststand adaptiert und in Betrieb genommen. Auch die elektrischen Versorgungen waren teilweise überarbeitet worden, die Sternerdung war nun konsequenter umgesetzt.

Ein erheblicher experimenteller Fortschritt konnte weiterhin dadurch erzielt werden, dass die Spaltbacken des Analysatorspalts während des Reinigens in einem letzten Reinigungsschritt mit einer wässrigen Mischung aus Wasserstoffperoxid (H_2O_2) und Natronlauge (NaOH) in einem Ultraschallbad gereinigt wurden. Die so erhaltenen Spaltbacken lieferten die besten gemessenen Ergebnisse.

Der Vollständigkeit halber wird zu den Messungen am ZrO/W-Emitter auch ein Satz von Test-Messungen am thermischen Emitter mit angegeben.

7.1 Messungen mit dem ZrO/W-Emitter

Die Messungen an der Elektronenstrahlquelle mit ZrO/W-Emitter wurden an einem DENKA-Emitter durchgeführt. Mit dem Einbau einer Blende mit $200 \mu\text{m}$ Durchmesser wurde erfolgreich versucht, den verfügbaren Sondenstrom zu vergrößern, ohne dass der Druck im UHV-Bereich des System dadurch zu schlecht wurde oder die für den Monochromator begrenzenden Fehler zweiter Ordnung auftraten. Diese Maßnahme wurde aufgrund der ersten Energiebreitenmessungen durchgeführt, bei denen aufgefallen war, dass der verfügbare Strahlstrom zu gering war. Es konnten letztendlich Sondenströme von bis zu 20 nA erreicht werden.

Die besten Messungen am ZrO/W-Emitter wurden immer direkt nach dem Ausheizen zu Beginn eines Messzyklus gemacht, so auch die im folgenden präsentierten Werte. Im Laufe eines Emissionszyklus sinkt der Emissionsstrom des Emitters langsam aufgrund des sich verschlechternden Vakuums. Solange der Druck noch im unteren 10^{-9} mbar -Bereich ist, kann zur Kompensation die Extraktionsspannung U_{Ex} erhöht werden.

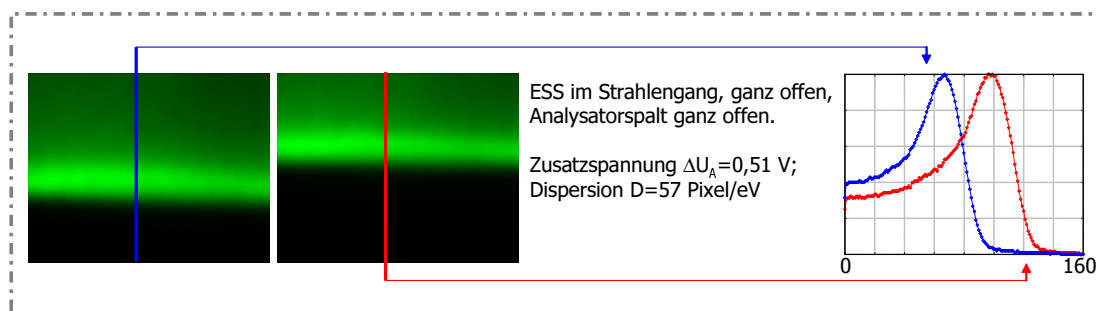


Abbildung 7.1: Aufnahmen der Kaustik während der Kalibrationsmessung. Die Dispersion wird aus der Verschiebung der Maxima der Kaustikfiguren durch eine Zusatzspannung ΔU_A an den Analysatorelektroden in Pixel/eV bestimmt. Die Linescans sind normiert dargestellt, nur der Abstand der Maxima beider Kurven wird benötigt.

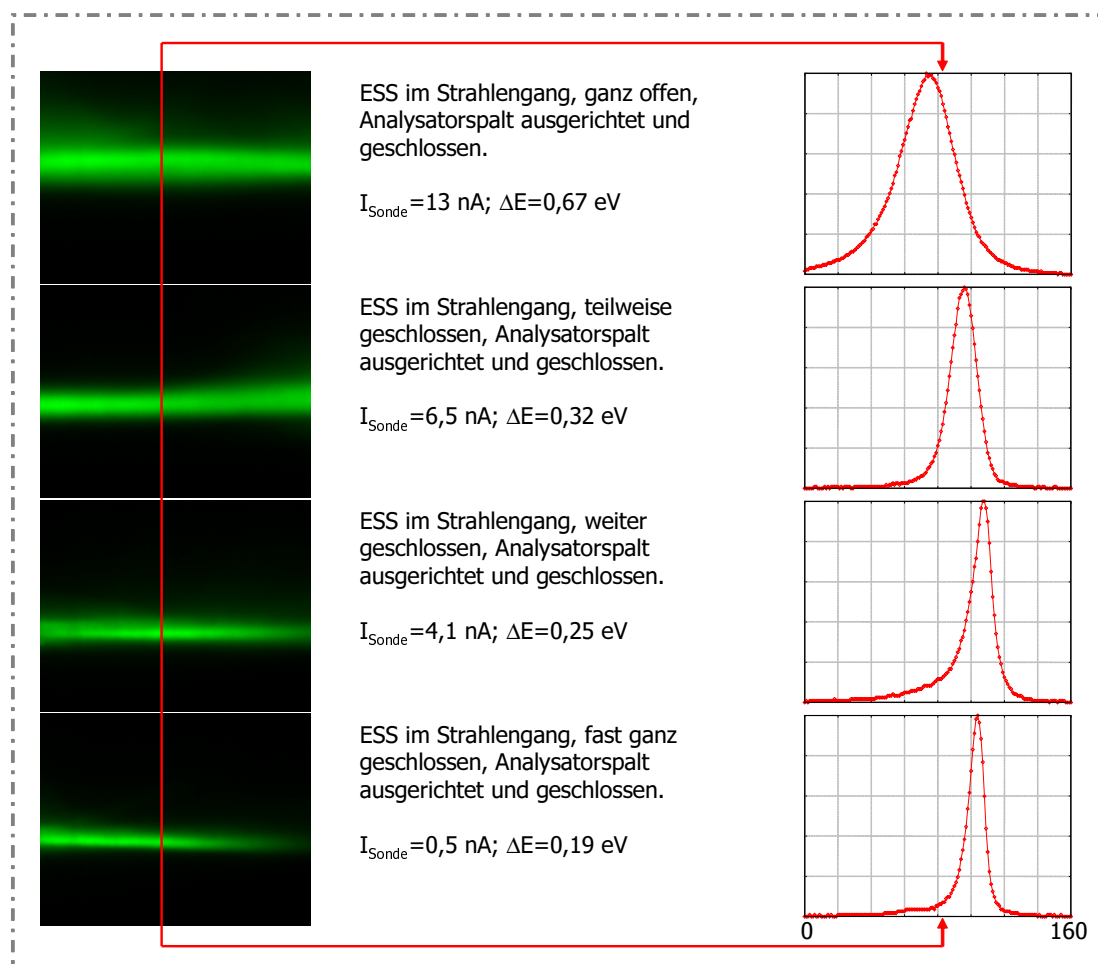


Abbildung 7.2: Aufgenommene Spektren einer typischen Energiebreitenmessung. Ausgehend von der zu Kalibrationszwecken aufgenommenen Kaustik wird der Analysatorspalt des Möllenstedt-Analysators über der Kaustikzone weitgehend geschlossen. Dann wird der Energieselektionsspalt ebenfalls langsam geschlossen. Währenddessen wurden diese Aufnahmen (sowie die dazu gehörenden Korrekturbilder, siehe Kap.6.4) gemacht. Die Linescans wurden an der Position der roten Linie durchgeführt und normiert. Zur Diskussion der Messung wird auf Kap.8 verwiesen.

experimentelle Größe	verwendeter Wert
Emitterhersteller	DENKA
Beschleunigungsspannung U_B	3 kV
Extraktorspannung U_{Ex}	5,5 kV
Suppressorspannung U_{Sup}	-300 V
Mittelelektroden spannung U_M	+680 V
Heizstrom I_H	2,44 A
Emissionsstrom I_{Em}	138,2 μ A
Objektivlinsenstrom I_{Obj}	38,2 mA
Halbkugelkondensators spannung U_o	-857,6 V
Halbkugelkondensators spannung U_i	+666,7 V
CCD-Kamera Binning	6-fach, entspricht 160 Pixel

Tabelle 7.1: Die Systemparameter zu den in Abb.7.1 und 7.2 durchgeführten Messungen. Zur Elektronenstrahlquelle siehe auch Abb.6.2. Der Objektivlinsenstrom I_{Obj} gibt die Erregung der magnetischen Objektivlinse zwischen Monochromator und Analysator an, siehe Abb.6.6.

In Tab.7.1 sind alle relevanten Parameter des Monochromator-Teststands während der Messung aufgeführt. Wie man anhand der an den Halbkugelkondensatoren anliegenden Spannungen feststellen kann, war die Justage des Systems dieser Messung nahe am Optimum. Praktischerweise wird für eine Energiebreitenmessung mit Monochromator folgendes Vorgehen angewandt:

- Durchführung der Justage, siehe Kap.6.5.
- Einfahren des vollständig geöffneten Energiselektionsspalts.
- Durchführung der Kalibration zur Bestimmung der Dispersion, siehe Abb.7.1.
- Der Analysatorspalt des Möllenstedt-Analysators wird nun über der Kaustikzone geschlossen (Einstellung des Kaustikstrahlengangs).
- Nun kann der Energiselektionsspalt geschlossen werden.
- Während dessen werden Aufnahmen mit der CCD-Kamera gemacht.

Während einer Messserie wird der Energiselektionsspalt immer weiter geschlossen bis das Rauschen zu groß wird. Wie sich herausstellt, können längere Belichtungszeiten das Signal nur unwesentlich verbessern. Nach jeder Aufnahme wird gleich das dazugehörige Dunkelbild aufgenommen und der Sondenstrom bestimmt. Dabei muss immer wieder leicht nachjustiert werden (besonders am Energiselektions- und Analysatorspalt). Eine solche Messserie ist in Abb.7.2 mit samt der Auswertung zu sehen.

7.2 Messungen mit dem thermischen Emitter

Beim Betrieb der Elektronenstrahlquelle mit dem Wolfram-Haarnadel-Emitter zeigten sich breitere und verrauschtere Spektren. Diese Spektren wurden zusätzlich geglättet,

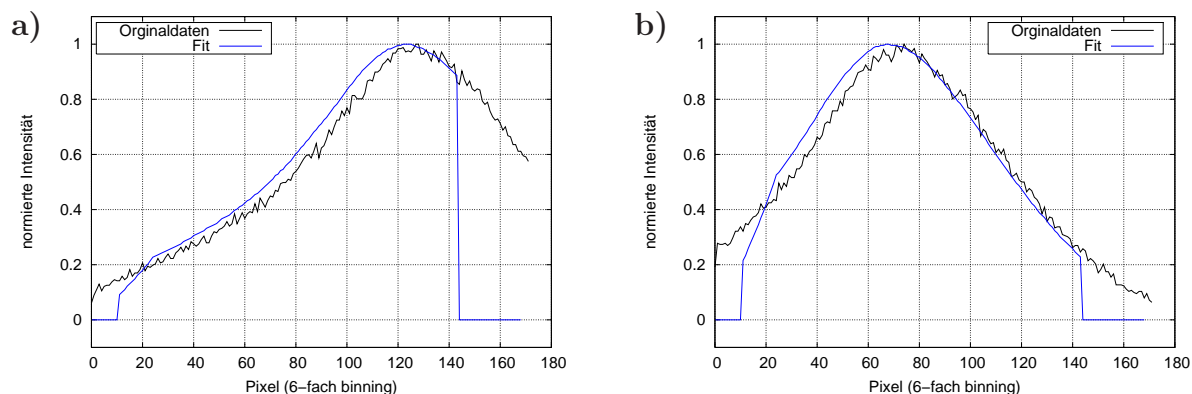


Abbildung 7.3: Die Kalibrationskurven, aufgenommen am thermischen Emittor für einen Heizstrom von $I_H = 2,2 \text{ A}$. Bei Kurve **b)** wurde die Analysatorspannung gegenüber Kurve **a)** um $0,509 \text{ V}$ erhöht. Für die Dispersion gilt hier aufgrund einer - aus Intensitätsgründen - anderen Beleuchtung $D = 110 \frac{\text{Pixel}}{\text{eV}}$.

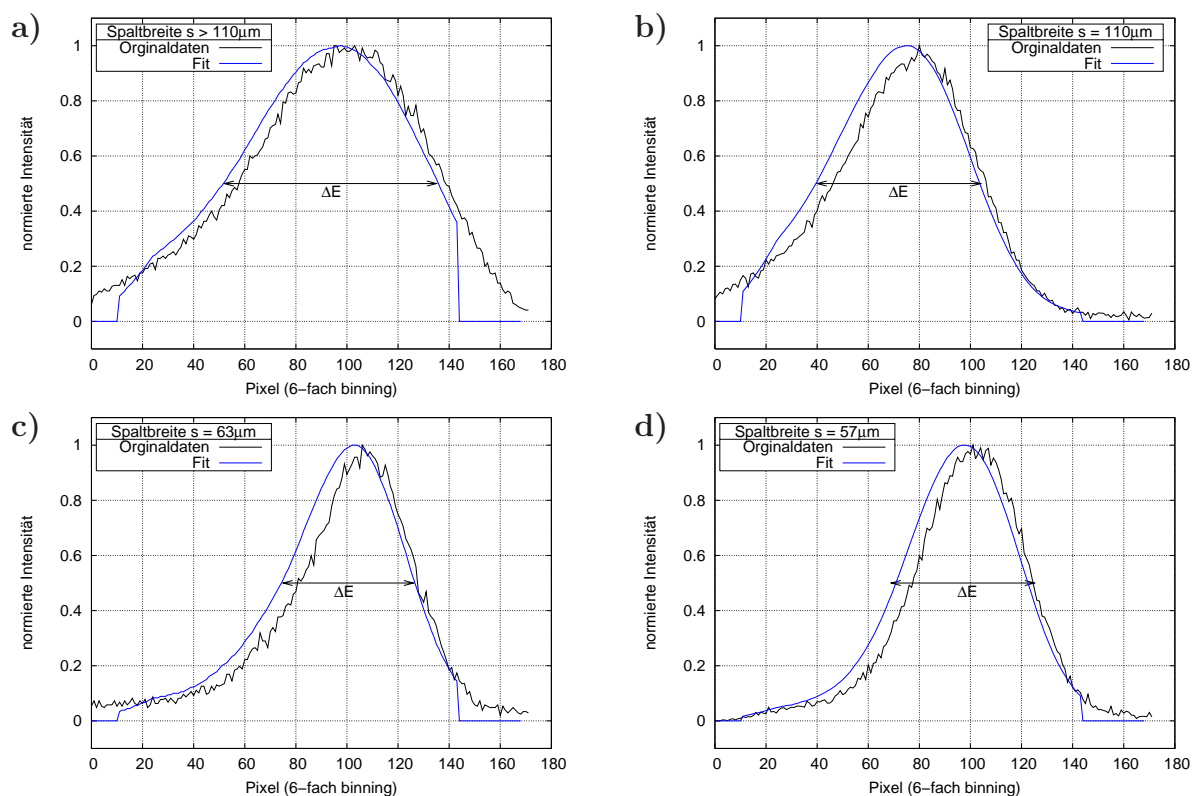


Abbildung 7.4: Eine Serie von Energiebreitenmessungen des thermischen Emittors. Daten: $I_H = 2,2 \text{ A}$, $I_{Em} = 45 \mu\text{A}$, $U_W = -440 \text{ V}$. In diesem Fall wird die erreichbare Energiebreite durch die Quellgröße bestimmt und nicht durch die Spaltbreite des Energieselektionsspalts.

Messung	Sondenstrom I_S	ΔE	t_{exp}
a)	$I_S = 24,6 \text{ nA}$	$0,78 \text{ eV}$	4 s
b)	$I_S = 13,0 \text{ nA}$	$0,59 \text{ eV}$	4 s
c)	$I_S = 7,5 \text{ nA}$	$0,48 \text{ eV}$	4 s
d)	$I_S = 2,3 \text{ nA}$	$0,48 \text{ eV}$	16 s

um das Maximum der Messkurven bei der Bestimmung der Dispersion softwareseitig zuverlässig auffinden zu können.

Weiterhin wurde bei den Messungen die magnetische Objektivlinse unterhalb des Ω -Monochromators schwächer erregt, da sich so eine deutlich bessere Spektrenqualität ergab.

Aufgrund dieser Änderung der Beleuchtung verändert sich der Strahlengang im Analysator und mit ihm die Kaustikzone. In Folge wurde mit einer anderen Dispersion des Analysators gearbeitet.

Bei dem Wolfram-Haarnadel-Emitter standen mit Wehneltspannung U_W und dem Heizstrom I_H mehr Parameter zur Verfügung als beim Feldemitter. Die Heizströme wurden im üblichen Bereich (zwischen 2,2 und 2,6 A) gewählt, der Wehnelt hingegen so, dass die erhaltenen Spektren möglichst intensitätsreich erschienen. Durch die andere Elektronenstrahlquelle stand - verglichen mit dem ZrO/W-Emitter - deutlich mehr Emissions- und Sondenstrom zur Verfügung. In Abb.7.3 ist eine typische Kalibrationsmessung, in Abb.7.4 die dazugehörigen Spektren gezeigt. Man sieht, dass die Energiebreite durch das Quellbild (Gl.6.6) gegeben ist und davon dominiert wird, was in der mangelnden Verkleinerung des Cross-Overs durch die Transferlinse begründet liegt. Wie bei dieser Messung gezeigt wurde, ist die Qualität der Spektren bei niedrigen Heizströmen besser. Im Gegensatz zu den Aufnahmen am ZrO/W-Emitter konnte die Qualität der Spektren durch längere Belichtungszeiten teilweise erhalten werden.

Die gemessenen Energiebreiten von $\Delta E = 0,48 \text{ eV}$ stimmen mit den Annahmen aus Tab.6.2 gut überein und verdeutlichen eindrucksvoll den Einfluss der - verglichen mit dem ZrO/W-Emitter - erheblich größeren Elektronenquelle (Cross-Over) auf das Ergebnis der Energiebreitenreduktion. Die in Tab.4.1 angegebene Größe des Cross-Overs des Wolfram-Haarnadel-Emitters scheint im Übrigen etwas zu konservativ zu sein.

7.3 Eine Bemerkung zur Methode

Auf eine Eigenheit der hier verwendeten Kombination aus Monochromator und Möllenstedt-Analysator soll noch etwas genauer eingegangen werden. In Abb.7.5 sind die Umwandlungsstufen vom Elektronenspektrum zum CCD-Signal gezeigt. Zwar hat [Web97] versucht, diesen Prozess zu optimieren. Letztlich bewegt man sich allerdings aufgrund der geringen Elektronenenergie von $E_{kin}=3 \text{ keV}$ in einem Bereich, in dem das Verfahren zur Energiebreitenmessung nicht mehr richtig geeignet ist.

Es sind fünf wichtige Stufen, die durchlaufen werden müssen, bis das Signal digitalisiert auf dem Computer vorliegt.

1. Der auf den Analysatorspalt des Möllenstedt-Analysators auftreffende Elektronenstrahl hat einen erheblich größeren Durchmesser als der fast geschlossene Analysatorspalt. Der Großteil der Elektronen wird hier ausgeblendet.
2. Die Konversion der Elektronen in ein Photonensignal. Dabei ist die Absorption der Elektronen in der Al-Deckschicht nach [Sik96] bei den hier verwendeten geringen Elektronenenergien nicht zu vernachlässigen. Annahme: 10 % Verlust an Elektronen.

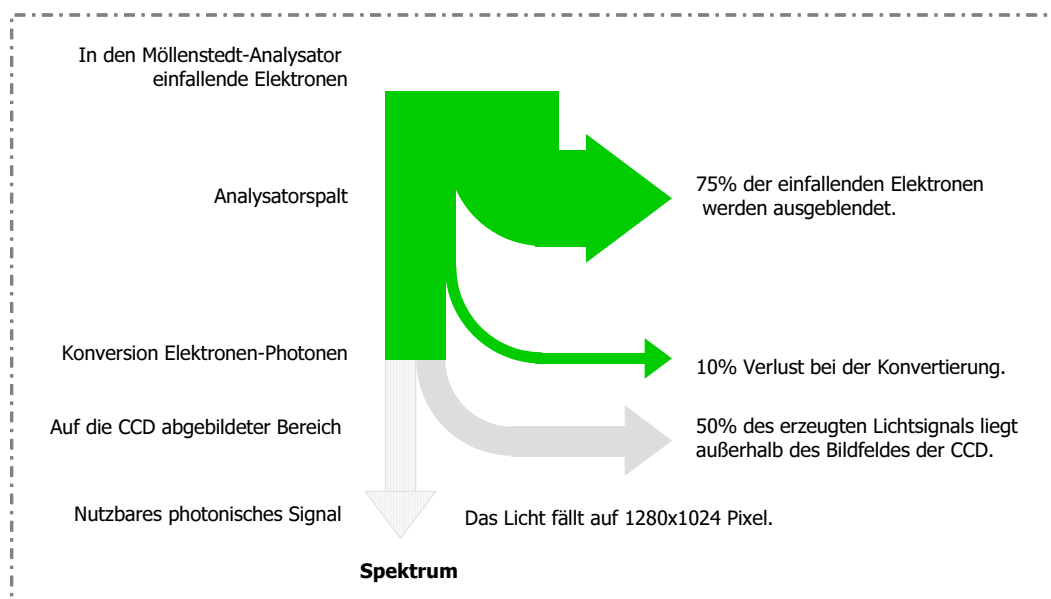


Abbildung 7.5: Hier wird die Verlustkette gezeigt, die aufgrund des verwendeten Verfahrens zur Energiebreitenmessung zustande kommt. Die Prozentangaben beziehen sich immer auf das aktuell zur Verfügung stehende Signal (grün: Elektronen; grau: Photonen). Die angegebenen Zahlen sind Schätzungen.

3. Die Ausbeute bei der Konversion, also die Anzahl n_{ph} der erzeugten Photonen ist gegeben durch:

$$n_{ph} = \epsilon \frac{E_{kin}}{h\nu} \approx 100 \quad (7.1)$$

für $E_{kin} = 3 \text{ keV}$ als der Elektronenenergie, $h\nu \approx 1,5 \text{ eV}$ als der Energie der erzeugten Photonen und $\epsilon \approx 5 \%$ als dem Konversionsfaktor (aus [Sik96, Web97]). Höhere Umsetzungen sind aber nur mit polykristallinen Szintillatoren möglich, die wiederum eine erheblich geringere Auflösung besitzen und daher nicht in Frage kommen [Sik96].

4. Das erzeugte Spektrum auf dem YAG kann bestenfalls zur Hälfte auf den CCD-Chip abgebildet werden (Das Bildfeld ist für den CCD-Chip bei der gewählten Vergrößerung zu groß).
5. Das (als ideal abgebildet angenommene) Signal wird auf 160 Spalten mit je 120 Pixeln abgebildet.

Gerade der letzte Punkt ist unter dem Aspekt des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses kritisch, da das Signal an dieser Stelle nochmals erheblich aufgeteilt wird.

7.4 Fehlerbetrachtungen

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, den Nachweis zu erbringen, dass der Ω -Monochromator überhaupt wie gewollt funktioniert. Es wurden keine systematischen Untersuchungen

zu Anzahl und Einfluss der verschiedenen Fehler angestellt. Daher kann zu einem Gesamtfehler, der sich aus einer Anzahl von einzelnen systematischen und statistischen Anteilen zusammensetzt, keine quantitative Aussage gemacht werden. Die folgenden Betrachtungen greifen daher einige Punkte heraus und gelten dabei für den Teststand mit dem ZrO/W-Emitter.

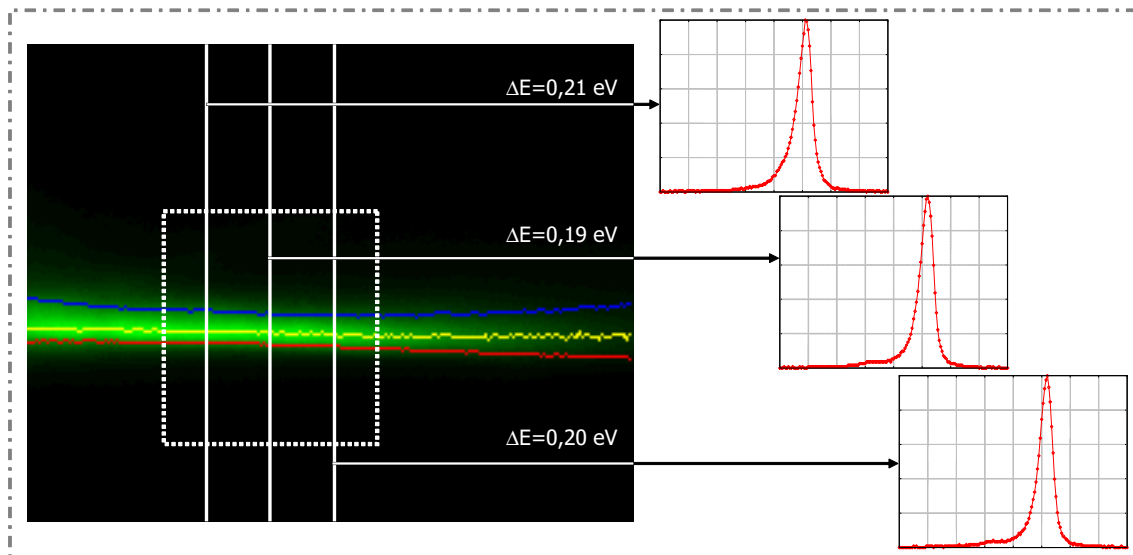


Abbildung 7.6: Ein aufgenommenes Spektrum einer typischen Energiebreitenmessung. Es werden hierbei die Energiebreiten über das gesamte Bildfeld berechnet. Das Maximum des Spektrums ist dabei gelb markiert, rot und blau die Positionen, an denen die Intensität auf die Hälfte abgefallen ist (Halbwertsbreite). Im weiß umrahmten Gebiet beträgt die mittlere gemessene Energiebreite dabei $\Delta E = (0,21 \pm 0,01) \text{ eV}$. Zu den Rändern hin nimmt die Energiebreite aufgrund nicht mehr optimaler Justage und geringeren Signals wieder zu.

Was ist die Energiebreite?

Betrachtet man Abb.7.6, so stellt sich zunächst die Frage, was die Energiebreite des Systems ist, genauer: welches der Spektren das richtige ist.

Da die Messwerte eine gewisse Streuung haben, bietet sich an, eine Mittelung über ein als optimal erkanntes Gebiet auf der CCD-Aufnahme durchzuführen. Der so geschätzte Fehler aus Abb.7.6 beträgt $\approx 5\%$.

Nimmt man jedoch an, dass optimale Betriebsbedingungen nicht über eine ganze CCD-Aufnahme eingehalten werden können, sondern nur punktuell zu erfüllen sind, so gibt der „beste“ Linescan die Energiebreite der Quelle wieder, wenn das System ansonsten über den Zeitraum der Aufnahme stabil ist.

Fehler bei der Bestimmung der Dispersion

Die Dispersion über dem Bildfeld einer CCD-Aufnahme wird ebenfalls eine Streuung aufweisen. Daher wird für die Kalibration der Dispersion ebenfalls ein Fehler von $\approx 5\%$ angenommen.

Fehler aufgrund der Strom- und Spannungsversorgungen

Man betrachtet zunächst die Auswirkungen von Instabilitäten der Spannungsversorgungen auf die Elektronenstrahlquelle. Alle Versorgungen (Applied Kilovolts HP Module und ein Heinzingernteil) haben eine Stabilität (Ribble) von $\frac{\Delta U}{U} \leq 10^{-6}$. Die Versorgungen zum Betrieb des Emitters und der Transferlinse tragen dabei weniger stark bei als die eigentliche Beschleunigungsspannung U_B , da sie entweder zu Stromschwankungen (Extraktorspannung U_{Ex}) oder zu Defokussierung (Mittlelektrodenspannung U_M) bei bereits starker Vergrößerung führen (siehe Abb.6.2).

Ebenso stabil sind die Spannungsversorgungen der Halbkugelkondensatoren des Monochromators und des letzten elektrostatischen Ablenkers. Schlägt man alle Schwankungen relativ zu U_B mit

$$\frac{\Delta E}{E_{kin}} = \sqrt{\sum_{n=1}^6 \left(\frac{\Delta U_n}{U_B}\right)^2} = \sqrt{6} \cdot 10^{-6} \rightarrow \Delta E = 8 \text{ meV} @ E_{kin} = 3 \text{ keV} \quad (7.2)$$

auf die Energiebreite, so sollte sich trotzdem kein messbarer Einfluss auf die gemessenen Energiebreiten ergeben¹.

Es befinden sich auch zwei magnetische Ablenker, der Stigmator und die magnetische Objektivlinse (Linse 2) im Teststand. Dabei wird angenommen, dass weder der Stigmator noch die Objektivlinse die Energiebreitenbestimmung beeinflussen. Für den Stigmator gilt, dass er nur das Bild der Elektronenquelle auf dem Energieselektionsspalt leicht von elliptisch nach rund ändert, nicht aber die Position. Streng genommen sollte dadurch nur der Sondenstrom schwanken. Schwankungen im Objektivlinsenstrom würden zu leichten Winkeländerungen beim Einfall in den Analysator führen. Zum einen zeigt sich aber (durch gewolltes Verstellen des Linsenstroms), dass leichte Änderungen in diesem Justagezustand keinen messbaren Einfluss haben, zum anderen wurde eine Linsenstromversorgung mit einer entsprechend hohen Stabilität von $\frac{\Delta I}{I} \leq 10^{-4}$ verwendet.

Dann müssen noch die Auswirkungen von Instabilitäten der magnetischen Ablenker betrachtet werden. Exemplarisch wird der Ablenker oberhalb des Monochromators diskutiert. Es wird eine Verschiebung des dispersiven Bildes zu Justagezwecken auf dem Energieselektionsspalt durch diesen Ablenker von schlechtestenfalls $x_v = 1 \text{ mm}$ durch einen Strom I_v angenommen. Geht man von einer Stromstabilität von $\frac{\Delta I}{I_v} = 10^{-3}$ aus, so würde diese Stromschwankung zu einer Verschiebung von $\Delta x_v = 1 \text{ } \mu\text{m}$ führen². Aus Gl.6.4 folgt dann für die zusätzliche Energiebreite ΔE_v

$$\Delta E_v = \frac{\Delta x_v}{D} = \frac{1 \text{ } \mu\text{m}}{80 \frac{\mu\text{m}}{\text{eV}}} = 13 \text{ meV}. \quad (7.3)$$

Daher sind die beiden magnetischen Ablenker ebenfalls als unbedenklich zu bewerten.

¹Die Summe in Gl.7.2 läuft bis sechs, da im Experiment die Versorgung des Monochromators über zwei Quellen erfolgte. Insgesamt werden U_{Ex} , U_{Sup} , U_M , U_B , U_i und U_o ohne weitere Gewichtung berücksichtigt.

²Die Winkel sind hier so klein, dass ein linearer Zusammenhang zwischen Ablenkwinkel bzw. Verschiebung und Strom angenommen wird.

Fehler von Vorjustage und Justage

Hierbei handelt es sich um systematische Fehler, die aufgrund von Erfahrungen von Vorarbeiten und Simulationen minimiert werden können. Aufgrund der durchgeführten Messreihen muss der Fehler, der aufgrund von nicht optimaler Justage auftritt, auf jeden Fall in der Größenordnung der Energiebreite sein. Allein Aufgrund einer nicht-idealen Justage kann der Öffnungsfehler beispielsweise erheblich anwachsen und die in Tab.6.2 beschriebene Abschätzung ungültig werden lassen.

Weitere Fehlerquellen

Es sind beim Ω -Monochromator weitere systematische Fehler vorhanden, die durch parasitäre Magnetfelder hervorgerufen werden. So gibt es Bauteile, die teilweise aufmagnetisiert waren und vermutlich wieder sind. Teilweise wurden diese Teile in einem Ofen ausgeglüht, andere Teile, die zu groß waren, mussten verbleiben und es wurden Abschirmungen dafür erstellt. Insgesamt ist der verbleibende parasitäre Restmagnetismus eine ernsthafte Störung, die insbesondere in der unteren zweiten Hälfte des Monochromators immer wieder zu Justageproblemen führte und die für die Interpretation der Messung in Kap.8 wesentlich ist.

Die durchgeführten Untersuchungen³ zeigten jedoch, dass die Störungen nicht von einem einzigen Bauteil ausgehen konnten, sondern das Zusammenwirken mehrerer Bauteil mit Restmagnetismus sein mussten.

Zwar verfügt der Teststand prinzipiell über genügend Freiheitsgrade, um die Justage trotz dieser Störungen durchführen zu können. Es liegt jedoch der Verdacht nahe, dass durch diese restlichen magnetischen Störfelder noch immer ein auflösungsbegrenzender Strahlversatz und / oder eine Dispersion erzeugt wird. Dies betrifft zum einen die obere (erste) Hälfte des Monochromators und stört durch Justagefehler - die groß gegen die theoretischen Öffnungsfehler sind - die Energieselektion. Zum anderen wird die Messgenauigkeit des Analysators durch eine gestörte Beleuchtung beeinträchtigt.

³wie direkte B-Feld-Messungen (sofern möglich), Einbau von temporären Abschirmungen, Tauschen von Komponenten usw.

Kapitel 8

Interpretation und Ausblick I

Es konnte gezeigt werden, dass der Ω -Monochromator die Energiebreite des verwendeten ZrO/W-Emitters von $0,6 \text{ eV}$ auf $0,2 \text{ eV}$ reduziert. Der theoretisch mögliche Wert konnte aufgrund der verwendeten Methode aus Intensitätsgründen nicht erreicht werden. Eine abschätzende Fehlerbetrachtung zeigt jedoch, dass dieser Wert bei optimalen Bedingungen des Monochromators erreichbar sein sollte.

Tatsächlich geht die Reduktion der Energiebreite mit einer unverhältnismäßigen Reduktion des verfügbaren Strahlstroms einher, wie in Abb.8.1 veranschaulicht. Mit

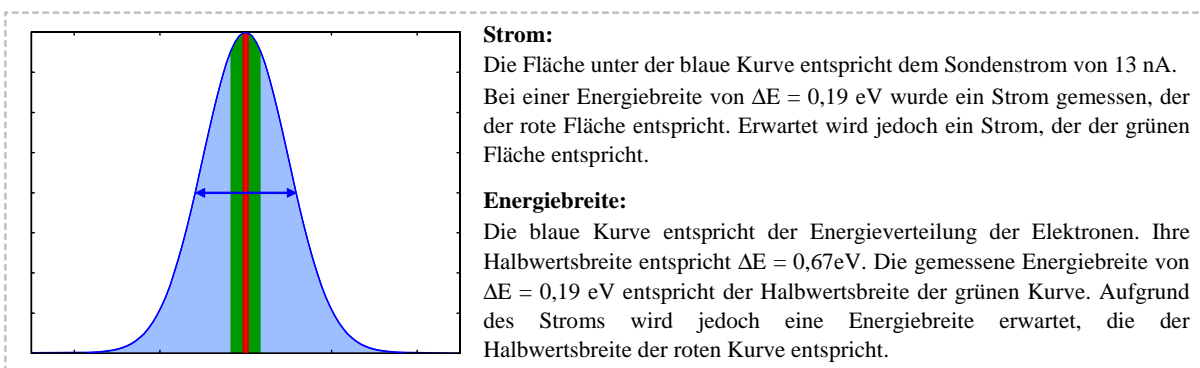


Abbildung 8.1: Ein Modell zur Veranschaulichung des experimentellen Ergebnisses. Dabei wird angenommen, dass die Energie der Elektronen wie auch die Stromdichte gaußverteilt ist. Für den letzten, in Abb.7.2 gemessenen Strom müsste man dann eine Energiebreite von $\Delta E = 30 \text{ meV}$ erwarten. Bei der tatsächlich gemessenen Energiebreite wäre hingegen ein Strom von $I_S = 3,5 \text{ nA}$ zu erwarten.

den vorhandenen Diagnosemöglichkeiten kann der Betrieb der elektrostatischen Transferlinse als Ursache ausgeschlossen werden, insbesondere aufgrund der breiten Toleranz, in der die Abbildungseigenschaften variieren dürfen. Da der Analysator bei diesen Betrachtungen nicht involviert ist, bleibt nur der Monochromator selbst übrig. Im Rahmen dieser Arbeit konnten keine weiteren Eingrenzungen vorgenommen werden. Aufgrund der ausführlichen Untersuchungen vor dem Umbau ist jedoch zu erwarten, dass es noch immer magnetische Störeinflüsse sind, die im Monochromator auftreten. Dabei sind die in Kap.7.4 genannten Probleme aufgrund ungewollter Magnetfelder die wahrscheinliche Ursache sowohl für eine Sondenverbreiterung oberhalb des Energiselektionsspalts ESS

als auch unterhalb. Dabei ist die Verbreiterung des Strahls oberhalb der Energieselektionsebene die Ursache für das Missverhältnis von Sondenstrom und Energiebreite, wie es in Abb.8.1 gezeigt ist. Dies gilt unabhängig davon, ob die Strahlverbreiterung von störenden Magnetfeldern verursacht wird oder nicht.

Weitere Abhilfe wird sich dabei sehr aufwändig gestalten, denn eine strahlnahe und wirksame doppelte Abschirmung kann in den bisherigen Aufbau nur durch erhebliche konstruktive Änderungen integriert werden.

Trotz der aufwändigen Justage zum Betrieb eines derartigen Systems mit gekrümmter optischer Achse erlaubt der erzielte experimentelle Fortschritt die Erzeugung eines Elektronenstrahls mit einer Energiebreite, die von klassischen Emittlern nicht erreichbar ist. Aus den gemessenen Energiebreiten des vorherigen Kapitels kann man schließen, dass die Energieverbreiterung (Boersch-Effekt) in Elektronenbündeln mit Strömen von wenigen nA eine untergeordnete Rolle spielt. Die Verlängerung der optischen Achse um fast 1000 mm und das Auftreten von fünf stigmatischen Cross-Over führt bei den vermessenen Strahlströmen zu keinen unerwünschten, degradierenden Effekten. Dies gilt sowohl beim Betrieb ohne Energieselektionsspalt, da die Energiebreite der Feldemissionsquelle im erwarteten Bereich lag, als auch im energiegefilterten Modus.

Daher führen Cross-Over im Strahlengang elektronenoptischer Systeme bei diesen Strömen und Energien nicht automatisch zu einem starken Anwachsen der Energiebreite und damit des auflösungsbegrenzenden Farbfehlers.

Für zukünftige Systeme sollten generell kleinere Radien der optischen Achse und der Halbkugelkondensatoren verwendet werden, um die Gesamtgröße und das Gewicht des Systems zu verringern und so ein Arbeiten ohne Kran zu ermöglichen. Das Dichtungskonzept des Teststands kann nicht unverändert in ein kommerzielles System übernommen werden. Die Anzahl der Dichtungen muss erheblich reduziert und der UHV-Bereich konsequent CF-gedichtet werden. Die Problematik mit magnetischen Störfeldern sollte bei einem neuen System von Anfang an im Sinne bestmöglicher doppelter Abschirmungen berücksichtigt werden.

Zur Bestimmung der Energiebreite sollte bei den hier gemessenen Strömen (und Energien) kein Möllenstedt-Analysator zu Einsatz kommen. Das hohe Auflösungsvermögen dieses Spektrometers wird durch einen hohen Elektronenverlust beim Ausblenden mit dem Analysatorspalt erkauft. Von dem sich ausformenden Linienspektrum wird wiederum nur ein Teil detektiert und zur Auswertung benutzt. Eine Lösung wäre, den Faraday-Cup zu einem Gegenfeldspektrometer auszubauen, und die Messungen dann damit aufzunehmen. Dies wird momentan am Teststand fortgeführt. Möglicherweise sind dann auch Richtstrahlwert-Messungen möglich, die zu einer weitergehenden Charakterisierung des Monochromators beitragen können.

Prinzipiell aber eignen sich elektrostatische Monochromatoren vom Ω -Typ und mit stigmatischen Zwischenbildern zur Verwendung in Elektronenmikroskopen. Da ein solcher Monochromator mit dem Einschalten des Geräts zu funktionieren hat, kommt der mechanische Präzision eines solchen Systems eine hohe Bedeutung zu, um die Zahl der Ablenkelemente in dem System gering zu halten. Weiterhin bedarf es einer automatisierten Steuerung des Elektronenstrahls (Autojustage) und des Energieselektionsspalts (bezüglich Spaltbreite und Position).

Die Zukunft der elektrostatischen Monochromatoren wird dabei vermutlich den astigmatisch abbildenden Ω -Systemen gehören ([Kah99]), deren Verwendung in kommerziel-

len Systemen (SESAM, siehe [Ben03] und LIBRA Systeme von Zeiss NTS) geplant ist. Sie sind bereits in der Lage, einen Betriebsmodus anzubieten, bei dem der Monochromator ausgeschaltet ist und der Elektronenstrahl entlang einer geraden optischen Achse durch Bohrungen in den Toroidkondensatoren geführt wird. Dies ist bei Hochstromanwendungen wie EDX wünschenswert.

Kapitel 9

Das Wien-Filter als Monochromator

In diesem Kapitel wird ein neuer Elektronenmonochromator, der aus vier, teilweise gegeneinander verdrehten homogenen Wien-Filtern aufgebaut ist, vorgestellt. Aufgrund der bekannten Schwierigkeiten bei der Justage und Inbetriebnahme eines elektronenoptischen Systems mit gekrümmter optischer Achse wie dem Ω -Monochromator wurde daher gleichzeitig nach einfachen Monochromator-Alternativen gesucht, die keine derartigen Probleme aufweisen.

Will man daher auf eine gekrümmte optische Achse zugunsten einer einfachen Justage verzichten, so verbleiben nur noch zwei elektronenoptische Komponenten, mit denen ein Elektronenstrahl monochromatisiert werden kann: **Filterlinsen** und **Wien-Filter**. Die Filterlinse ist in jüngerer Zeit von Troyon untersucht worden [Tro89], nachdem sie vorher schon - aufgrund ihres äußerst einfachen Aufbaus - immer wieder Gegenstand des Interesses war [Bra62, Har65]. Wie sich aber herausstellt, wird der Richtstrahlwert des Emitters dabei so stark herabgesetzt, dass ein Einsatz in einem modernen TEM nicht mehr möglich ist. Übrig bleiben die Wien-Filter und tatsächlich ist der erste kommerziell erhältliche Monochromator ein Wien-Filter-Monochromator (verbaut in der FEI Titan Serie). Dabei ist das Wien-Filter eine ausgesprochen alte und bemerkenswert vielseitige elektronenoptische Komponente [Wie87]. So wurden mittlerweile Wien-Filter-Systeme vorgeschlagen als

- Korrektoren für die sphärische und chromatische Aberration in Niederspannungsrasterelektronenmikroskopen [Ros90a],
- Energiefilter [And70, Ros87a, Tsu87, Tsu88, Tsu89, Kat90, Tsu91, Tsu92, Tsu93, Tsu96, Bec94, Kie02],
- Monochromatoren [Boe62, Boe64, Moo99, Bat00, Moo00, Tan00, Mit02, Pli02b, Pli03],
- Strahlteiler [Bec94, Tsu94, Kie02],
- und - nicht im Bereich der Mikroskopie - als Spinrotatoren [Col73].

Der Einsatz von Wien-Filtern als Monochromatoren ist schon lange aus der Elektronenenergieverlustspektroskopie (EELS) bekannt. Schon Boersch oder Anderson und LePoole haben derartige Systeme eingesetzt ([Boe62, Boe64, And70]). Da die Autoren aber

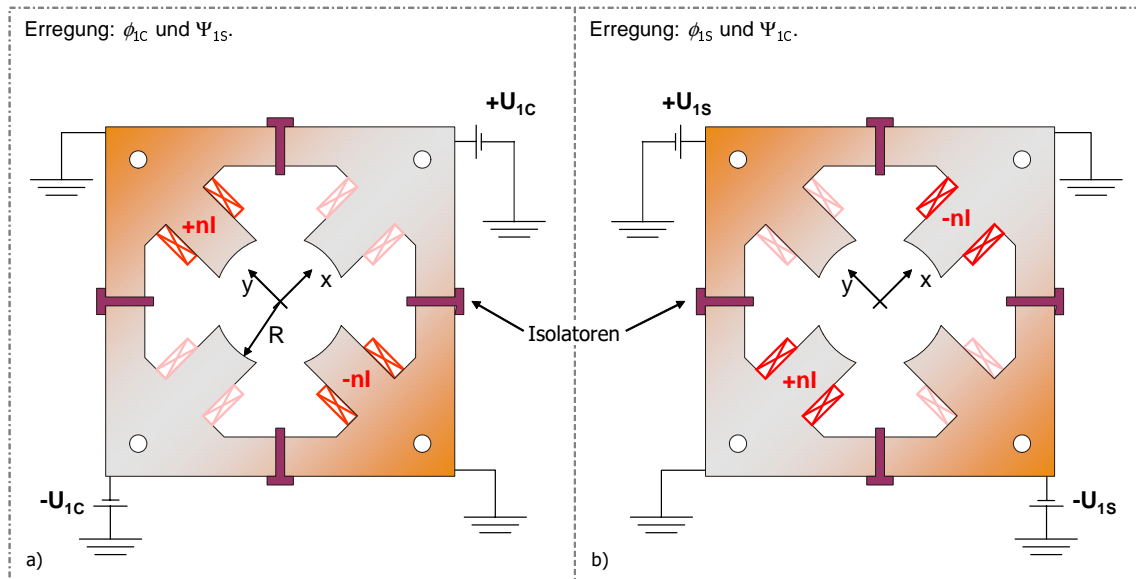


Abbildung 9.1: Design und Erregung eines einzelnen Wien-Filters, bei dem sich die Elektronen auf Massepotential bewegen. Alle vier Elektroden sind von der Form her identisch und aus demselben hochpermeablen Material gefertigt, wobei die vier Elektroden dabei gegeneinander elektrisch isoliert sein müssen. Zu Justagezwecken sind in den Ecken vier Bohrungen vorgesehen. Je nach benötigter Ausrichtung und Erregung der elektrischen und magnetischen Felder werden entsprechende Spannungen und Ströme auf die Elektroden und Spulen gegeben. Im dargestellten Fall **a**) ist das elektrische Feld in x - ($\phi_{1c} \neq 0$, $\Psi_{1s} \neq 0$) und in **b**) in y -Richtung ($\phi_{1s} \neq 0$, $\Psi_{1c} \neq 0$) ausgerichtet. Die magnetischen Felder werden jeweils senkrecht zu den elektrischen Feldern erregt.

an Elektronenenergieverlustspektren EELS¹ und nicht an fehlerarmen Elektronenmonochromatoren interessiert waren, sind die damaligen Anordnungen für die heutigen Zwecke ungeeignet. Zwar generieren sie einen Elektronenstrahl mit einer sehr geringen Energiebreite, doch wird die Elektronensonde im Gegenzug stark verbreitert. Dies beeinträchtigte das Experiment (EELS) nicht, da keine orts aufgelösten Messungen durchgeführt wurden. Das starke Anwachsen des Sondendurchmessers ist dabei dem Öffnungsfehler zweiter Ordnung zuzuschreiben, da diese Wien-Filter-Systeme über keine Symmetrien oder Korrektur Elemente verfügten.

Ein funktionierendes System trotz fehlender Symmetrie

In FEI-Geräten² kommt das bereits kommerziell verfügbare System eines Monochromators auf Basis eines einzelnen kurzen Wien Filters [Moo99, Tie99, Bat00, Moo00] zum Einsatz. Das Filter ist so kompakt, dass es in den Strahlkopf eines ZrO/W-Emitters integriert werden kann. Das System besitzt weder Symmetrien zur Vermeidung des Öffnungsfehlers zweiter Ordnung noch ist es in Bildpunkten dispersionsfrei. Seine Wirkungsweise beruht darauf, dass es nur sehr schwach erregt wird und den Elektronenstrahl nur so gering stört, dass es im nachfolgenden TEM nicht zu Beeinträchtigungen

¹Engl.für **E**lectron **E**nergy **L**oss **S**pectroscopy

²Es ist die TITAN-Produktlinie gemeint.

der Auflösung aufgrund eines zu geringen Richtstrahlwerts, eines zu großen Öffnungsfehlers zweiter Ordnung oder einer Regenbogenbeleuchtung kommt. Die entstehende sehr kleine Dispersion kann durch Filterung an einen **Nanoslit** genutzt werden. Unter einem Nanoslit versteht man einen unter Verwendung der Siliciumtechnologie erzeugten, sehr feinen Spalt. Er wird zumeist durch Ätzprozesse in Wafermaterial gefertigt, welches dann mit Platin bedampft wird. Es lassen sich so Spaltbreiten von nur 150 nm herstellen [Bat00, Moo00].

Messungen an einem in ein VG-STEM³ eingebauten Monochromator dieses Typs haben eine minimale Energiebreite von $\Delta E = 55\text{ meV}$ ergeben[Bat00]. Weiterhin sind beeindruckende EELS-Messungen von einem TEM mit einem Monochromator dieses Typs bekannt [Mit02]. Bei diesem System wurde kein Nanoslit eingesetzt, sondern ein normaler Feinspalt. Er war auch nicht im Emitterbereich (nach dem Monochromator) arrangiert, sondern nach der Beschleunigungsstrecke und daher auf Massepotential liegend. Es sind nur die EELS-Messungen bekannt, nicht jedoch die zugehörige laterale Auflösung. Aufgrund seines kommerziellen Einsatzes in der FEI-TITAN-Serie scheint der Monochromator die laterale Auflösung jedoch tatsächlich nicht zu beeinträchtigen.

9.1 Überlegungen zu Wien-Filtern

Im Folgenden werden nun Monochromatoren auf Basis von Wien-Filtern untersucht, bei denen die einzelnen Wien-Filter als (zumindest astigmatisch) abbildende optische Elemente verwendet werden. Auch die von einem solchen Wien-Filter-Monochromator erzeugten Bilder (zum Beispiel der virtuellen Quelle eines ZrO/W-Emitters) sind fehlerbehaftet, insbesondere von den Öffnungsfehlern zweiter Ordnung $w_{\alpha\alpha}(z_B)$, $w_{\alpha\beta}(z_B)$ und $w_{\beta\beta}(z_B)$, siehe Gl.3.78. Um dieses Limit zu umgehen, kann man an die Strahlen und Felder Symmetrieforderungen stellen, die - wenn hinreichend genau eingehalten - zum Verschwinden des Öffnungsfehlers führen, wie dies in Kap.3.10 angedeutet wurde. Wie zu Beginn des Kapitels bemerkt, ist die gerade optische Achse des Wien-Filters im praktischen Einsatz von erheblichem Vorteil. Wie Gerheim in [Ger01] feststellt, ist dieser Vorzug auch der größte Nachteil des Wien-Filters: Gelingt es nicht, eine gerade optische Achse zu erhalten, so treten zusätzliche Bildfehler auf, die seine Justage aufwändig machen und zu Beeinträchtigungen bei der Energiebreitenreduktion oder gar der Auflösung des Mikroskops führen können, und den Monochromator somit unbrauchbar machen.

Daher müssen die neuen Wien-Filter-Systeme über ein Design verfügen, bei dem die Bedingung $s_0 = 0$ (Gl.3.28,3.29), also $\frac{\phi_1(z)}{2\phi_0} = -i\eta\Psi_1(z)$ oder allgemeiner $\frac{|\vec{E}(z)|}{|\vec{B}(z)|} = v_{z0} = \text{konstant}$ mit $\vec{E}(z) \perp \vec{B}(z)$ durchgängig (also insbesondere im Randfeldbereich) erfüllt ist. Abb.9.1 gemäß [Pli02b] zeigt ein solches Design (siehe auch [Kie02]). Dabei wird der Einfachheit halber angenommen, dass sich die Elektronen auf Massepotential bewegen. Besonderes Augenmerk kommt dabei einem Design zu, bei dem die Elektroden für die elektrischen und magnetischen Polschuhe völlig identisch ausgestaltet sind, siehe Abb.9.1. Insbesondere sind sie aus dem gleichen, magnetisch hochpermeablen Material gefertigt. So kann gewährleistet werden, dass die Wien-Bedingung entlang der optischen Achse stets eingehalten wird. Wenn die Elektrode in hinreichendem Maße eine magne-

³VG= Vacuum Generator ist eine amerikanische Firma.

tische Äquipotentialfläche darstellt, so sind die Lösungen der Feldgleichung und damit der Feldverlauf für das elektrische und das magnetische Feld bis auf einen Proportionalitätsfaktor identisch.

Da ein Wien-Filter ohne Quadrupol-Feldanteil (wie hier der Fall) nur in dem Schnitt fokussiert, in dem das elektrische Feld liegt (Zylinderlinsenwirkung, siehe Kap.3), kann ein dazu um 90° verdrehtes Wien-Filter die Fokussierung im dazu senkrechten Schnitt übernehmen, so dass ein derartiges Paar eine stigmatische Abbildung ermöglicht. In einem Monochromator ist jedoch eine stigmatische Abbildung nicht unbedingt erforderlich und in Bezug auf den Boersch-Effekt eher nachteilig. Ein astigmatisches Bild der Quelle mit der Fokussierung in Richtung der Dispersion in der Energieselektionsebene ESE ist dabei völlig ausreichend. Aufgrund der unter Umständen geringen Dispersion des Wien-Filters können auch hier bei Bedarf die schon erwähnten, in Nanotechnologie gefertigten Blenden oder Spalte genutzt werden (Nanoslit), um eine bestmögliche Energiebreitenreduktion zu erhalten. Um die benötigte Symmetrie der Strahlen für ein Gesamtsystem ohne Öffnungsfehler zweiter Ordnung zu erhalten, ist ein weiteres Wien-Filter-Paar nötig, welches symmetrisch zum ersten Paar um die Symmetrieebene angeordnet sein muss. Die Energieselektionsebene ESE des Systems fällt dabei mit dieser Symmetrieebene zusammen. In Kap.3.10 wurde darauf hingewiesen, dass die Fehler zweiter Stufe durch ϕ_3 und Ψ_3 beeinflusst werden können. Der hier vorgeschlagene Monochromator ist lediglich als Ganzes frei von Öffnungsfehlern zweiter Ordnung. Dies gilt jedoch nicht für seine Symmetrieebene, die gleichzeitig die Energieselektionsebene ESE des Systems darstellt. Um den an dieser Stelle auftretenden Öffnungsfehler zweiter Ordnung zu beeinflussen, besteht die Möglichkeit, die felderzeugenden Elektroden derart auszugestalten, dass sie außer einem Dipolfeld zusätzlich ein geeignetes Hexapolfeld erzeugen.

Bleibt noch hinzuzufügen, dass ein Monochromator auf Wien-Filter Basis auch ausgeschaltet werden kann. Dies kann unter Umständen für bestimmte Hochstromanwendungen wie **EDX** sinnvoll sein, bei denen die Energiebreite des eingesetzten Strahls unerheblich ist. In diesem Fall muss ein eventuell eingesetzter Nanoslit natürlich mechanisch oder elektrisch aus dem Strahlengang entfernt werden (ein konventioneller Spalt kann ja einfach geöffnet werden).

9.2 Der $WW^{90}W^{90}W$ -Monochromator

9.2.1 Aufbau

Nach den vorangegangenen Überlegungen wird also vorgeschlagen [Pli02b], aus vier Wien-Filtern, von denen ein Paar gegenüber dem anderen Paar um 90° verdreht ist, einen stigmatisch abbildenden Monochromator aufzubauen, der ein astigmatisches, dispersives Bild in seiner Symmetrieebene erzeugt. In Abb.9.2 ist der vorgeschlagene Aufbau gezeigt. Der Monochromator ist in diesem Fall speziell für Rasterelektronenmikroskope gedacht. Um den konstruktiven Aufwand hinsichtlich Isolation und Stromversorgung der Wien-Filter gering zu halten, soll die optischen Achse auf Massepotential liegen. Aufgrund der Tatsache, dass das innere Wien-Filter Paar - bezogen auf die Erregung - um 90° gegen das äußere Paar verdreht ist, soll diese Anordnung als $WW^{90}W^{90}W$ -Monochromator bezeichnet werden.

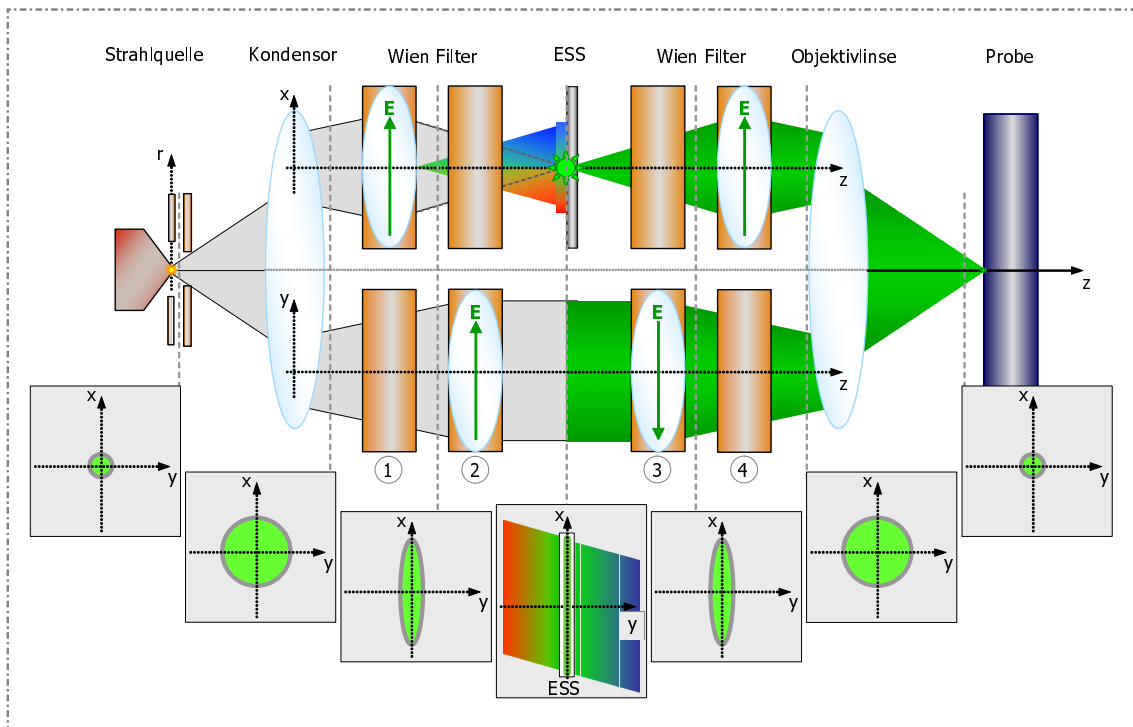


Abbildung 9.2: Schema des Wien-Filter-Monochromators. Die elektrischen Felder für die äußeren beiden Wien-Filter sollen im xz -Schnitt und die inneren im yz -Schnitt liegen. Durch das astigmatische Bild in der Energieselektionsebene ESE bei $z = z_S$ ist der Verlauf der paraxialen Fundamentalbahn x_α im System antisymmetrisch, y_β ist hingegen symmetrisch. Durch die Wahl der Erregung (angedeutet durch das elektrische Feld) hat diese Anordnung keinen Öffnungsfehler zweiter Ordnung. Die Dispersion in der Ebene ESE mit Anteilen in x - und y -Richtung führt zu der (in der Ebene ESE) farblich angedeuteten energetischen Aufspaltung des Elektronenstrahls.

9.2.2 Herstellung

Ein entscheidender Punkt bei der Verwendung von gleich vier einzelnen Wien-Filtern ist deren Justage zueinander. Diese Problematik kann durch einen gemeinsamen Herstellungsprozess gelöst werden [Pli02b]: Es lässt sich eine hohe Präzision der gegeneinander verdreht erregten Wien-Filter erreichen, sofern ihre Konturen aus demselben Materialblock gefertigt werden. Durch Justagebohrungen, wie in Abb.9.1 angedeutet, lässt sich sicherstellen, dass alles passgenau zusammengefügt werden kann, nachdem die einzelnen Wien Filter aus dem gemeinsamen Block ausgesägt wurden. Durch dieses Verfahren ist sichergestellt, dass die unterschiedlichen optischen Achsen der Wien-Filter beim Zusammenbau exakt zueinander justiert sind (Fluchten der optischen Achsen der einzelnen Wien-Filter).

9.2.3 Optische Eigenschaften

Der Monochromator erzeugt dabei, wie in Abb.9.2 angedeutet, ein astigmatisches Zwischenbild in der Symmetrieebene $z = z_S$ des Monochromators, die mit der Energieselek-

tionsebene ESE identisch ist. Dieses Zwischenbild ist durch die Dispersion der äußeren Wien-Filter in x-Richtung energetisch aufgespalten. Die Energiefilterung wird an dieser Stelle durch einen Spalt, eventuell auch durch einen Nanoslit durchgeführt. Da das innere, um 90° verdrehte Wien-Filter-Paar ebenfalls dispersiv wirkt, tritt auch eine (meist geringe) Dispersion in y-Richtung auf. Diese verschiebt das Spektrum energieabhängig in y-Richtung. Dies wirkt sich jedoch nicht weiter störend aus, da der Energieselektionspalt ESS in y-Richtung ausgedehnt ist.

9.2.4 Elektrische Eigenschaften

Die Problematik der zuverlässigen Beherrschung der auftretenden elektrischen Felder wurde bereits untersucht [Bla02]⁴ und es wurden bereits verschiedene Isolatordesigns erfolgreich getestet. Dies ist entscheidend, wenn der Monochromator ohne weitergehende Modifikationen⁵ in ein Rasterelektronenmikroskop integriert werden soll, denn die Energie der Elektronen beträgt dort bis zu 10 keV . Soll weiterhin die Länge des Monochromators nicht zu groß werden, so führt dies aufgrund der benötigten kurzen Brennweiten zu hohen Wien-Filter-Erregungen und damit zu hohen elektrischen Feldstärken (und auch zu einer großen gewollten Dispersion).

9.3 Bahnrechnungen in SCOFF-Näherung

Zunächst wurden zur Charakterisierung des Systems **SCOFF**-Rechnungen durchgeführt. Diese **SCOFF**-Rechnungen hatten zum Ziel, im Rahmen einer Machbarkeitsstudie die paraxialen Fundamentalbahnen von Wien-Filter-Monochromatoren zu berechnen und so die mögliche Dispersion und die dazu benötigten Felder abzuschätzen. So konnten erste Vorhersagen zu einem möglichen Design und zu einer erzielbaren Energiebreite der Elektronen nach dem Monochromator getroffen werden. Dabei wurde angenommen, dass ein LEO-Elektronenmikroskop⁶ mit einer GEMINI-Säule ein geeignetes System ist, um mit einem solchen Monochromator erfolgreich ausgerüstet werden zu können. Die Elektronenenergie wurde zu $E_{kin} = 3\text{ keV}$ angenommen, ein Wert, bei dem der Monochromator dann ohne Zwischenverzögerung arbeiten können sollte. Weiterhin sollte dieser Wert - gleich wie beim Ω -Monochromator von Kap.6 - eine hinreichende Dispersion ermöglichen, ohne dabei zu zu starken Wechselwirkungen der Elektronen untereinander zu führen. Da angenommen wird, dass eine ZrO/W-Emitter mit kleiner virtueller Quelle (siehe Kap.4) zum Einsatz kommt, kann auch eine geringe Dispersion verkräftet werden, sofern ein Nanoslit verwendet wird. Für den Zusammenhang zwischen elektrischem Dipolfeld ϕ_{1c} und der das Feld erzeugenden Spannung U_{1c} sowie dem Zusammenhang mit dem Bohrungsradius R eines Multipolelements als praktische Realisierung eines Wien-Filters sei beispielsweise auf [Ros87a, Bär99, Bla02] verwiesen.

⁴Im Rahmen seiner Diplomarbeit [Bla02] hat C. Blanke außerdem erste Abschätzungen zur Auslegung des Eisenkreises durchgeführt.

⁵Um die Erregung der Wien-Filter zu begrenzen und die Dispersion zu steigern, hat beispielsweise Boersch vor die Wien-Filter eine elektrostatische Verzögerungslinse gesetzt. So wurde die Elektronenenergie reduziert, die Dispersion hingegen gesteigert. Hinter der Anordnung wurde dann die ursprüngliche Elektronenenergie mit einer Beschleunigungslinse wieder hergestellt [Boe62, Boe64].

⁶LEO ist heute die Carl Zeiss NTS GmbH.

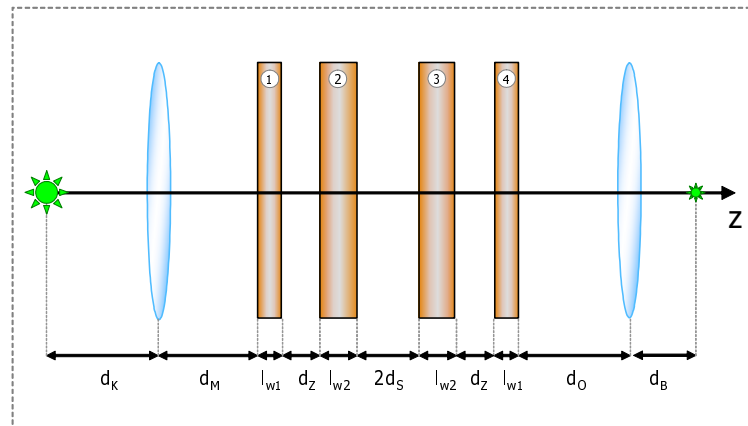


Abbildung 9.3: Prinzipieller Aufbau des Monochromators mit vier Wien-Filtern samt Emitter, Kondensator und Objektivlinse für die **SCOFF**-Rechnungen. Die Gesamtlänge L des Monochromators ergibt sich zu $L = 2(l_{W1} + l_{W2} + d_Z + d_S)$. Über die Abstände d_O und d_M lässt sich die Abbildung der Quelle anpassen, damit die Objektivlinse die benötigte Verkleinerung und das Gesamtsystem so die gewünschte Auflösung erreicht. Tab.9.1 enthält die zugehörigen Werte der im folgenden untersuchten Systeme.

Als Gesamtlänge L wurden zunächst $L \leq 100 \text{ mm}$ gefordert. Für die Simulation der Monochromatoreigenschaften reicht es dabei aufgrund der Symmetrie aus, das System bezüglich Dispersion und Erregung bis zur Monochromatormitte zu untersuchen, die hier mit der Energieselektionsebene ESE identisch ist. Soll die Performance des Gesamtsystems beurteilt werden, so muss auch die Objektivlinse und so die Gesamtverkleinerung betrachtet werden. Dabei darf die paraxiale Sondengröße nicht ansteigen, um den reduzierten Farbfehler und so eine höhere Auflösung nutzen zu können. Für die SCOFF-Rechnungen gelten dabei die in Tab.9.1 angegebenen Werte⁷.

geom. Größe	System 1	System 2
d_K	32 mm	32 mm
d_M	78 mm	78 mm
l_{W1}	15 mm	10 mm
d_Z	5 mm	5 mm
l_{W2}	15 mm	20 mm
d_S	5 mm	10 mm
d_O	135 mm	135 mm
d_B	20 mm	20 mm

Tabelle 9.1: Hier sind die geometrischen Daten (in der Reihenfolge von Abb.9.3) der im Rahmen der **SCOFF**-Näherung untersuchten Systeme. Bei System 1 handelt es sich um den divergent beleuchteten Monochromator, System 2 wird hingegen konvergent beleuchtet, siehe Abb.9.4.

Wie sich herausstellt, ist die Wahl der Kondensatorbeleuchtung ein Parameter, der

⁷Die Daten zur Geometrie der GEMINI-Säule wurden dankenswerterweise von der Carl Zeiss NTS GmbH zur Verfügung gestellt.

optimiert werden muss. Die Länge und auch die Position des Monochromators sind keine freien Größen mehr, sondern durch Randbedingungen vorgegeben. Indes reicht die Dispersion des in Tab.9.1 als System 1 bezeichneten Monochromators durchaus aus, um eine substantielle Energiebreitereduktion zu erreichen, siehe Tab.9.2. Dabei variiert die Dispersion nur schwach mit der Beleuchtung (gegeben durch die Brennweite des Kondensors f_K), siehe Abb.9.5. Verändert man die geometrischen Größen des Systems, so zeigen sich ebenfalls nur geringe Veränderungen der Dispersion, wie in Abb.9.6 beispielsweise anhand des Parameters d_S gezeigt wird. Aus diesen Ergebnissen folgt nun, dass es keine strengen Randbedingungen an die Geometrie des Systems gibt. Dieser "Spielraum" kann nun zu einem mechanisch einfachen Design sowohl des gesamten Systems als auch der einzelnen Wien-Filter genutzt werden. Weitaus kritischer stellt sich die

Monochromator	System 1	System 2
Kondensorbrennweite f_K	36 mm	26 mm
Elektronenenergie $E_{kin} = e\phi_0$	3 keV	3 keV
$\tau_{D,WF1} = \tau_{D,WF4}$ ⁸	0,049 $\frac{1}{mm}$	0,033 $\frac{1}{mm}$
$\tau_{D,WF2} = -\tau_{D,WF3}$	0,013 $\frac{1}{mm}$	0,150 $\frac{1}{mm}$
$x_\kappa @ z_S$	11,1 mm	5,7 mm
$y_\kappa @ z_S$	1,2 mm	7,0 mm
$D_x @ z_S$	3,7 $\frac{\mu m}{eV}$	1,9 $\frac{\mu m}{eV}$
$D_y @ z_S$	0,4 $\frac{\mu m}{eV}$	2,3 $\frac{\mu m}{eV}$
$\phi_{1c} @ WF 1 \& 4$	295 $\frac{V}{mm}$	198 $\frac{V}{mm}$
$\phi_{1s} @ WF 2 \& 3$	78 $\frac{V}{mm}$	900 $\frac{V}{mm}$
Bohrungsradius R	5 mm	5 mm
$U_{1c} @ WF 1 \& 4$	1,5 kV	1,0 kV
$U_{1s} @ WF 2 \& 3$	0,4 kV	4,5 kV
Spaltbreite Δs	1 μm	1 μm
Energiebreite $\Delta E @ \Delta s$	0,27 eV	0,43 eV
Gesamtvergrößerung M	0,78	0,44

Tabelle 9.2: Hier sind die elektrischen Daten der Wien-Filter-Monochromatoren System 1 und System 2 (siehe Abb.9.1, jeweils vier Wien-Filter $WF1..WF4$) für eine bestimmte Beleuchtung aufgeführt (dargestellt in Abb.9.4b)). Die magnetischen Daten ergeben sich aus der Wien-Bedingung Gl.3.29, sind aber nicht aufgeführt, da zunächst die zum Betrieb benötigten Spannungen von Interesse sind. Zusätzlich werden realitätsnahe Annahmen über den Bohrungsradius R des Wien Filters (siehe Abb.9.1) und über die Spaltbreite Δs des Energieselektionsspalts gemacht. Die angegebene Energiebreite gilt nur für punktförmige Quellen. Zum Zusammenhang der Geometrie der Feld erzeugenden Elektroden mit den elektrischen Größen bei einem Multipolelement sei auf [Ros87a, Bla02] verwiesen.

erreichbare Auflösung eines solchen Mikroskops dar. So kann die in Tab.9.2 angegebene Energiebreite zwar mit einem ZrO/W-Emitter, nicht aber mit einer Wolfram-Haarnadel-Emitter erreicht werden. Mit den berechneten Werten für die Gesamtvergrößerung wird die Auflösung mit ZrO/W-Emitter dann trotzdem auf einige 10 nm begrenzt - zu viel

⁸Zur Definition von τ_D und dem Zusammenhang mit ϕ_1 sei auf Gl.3.32 verwiesen ($\tau_Q = 0$).

für ein modernes REM (mit Monochromator!). Im Rahmen der **SCOFF**-Näherung wird keine Aussage über den Öffnungsfehler in der Energieselektionsebene ESE gemacht. Bei den geringen Spaltbreiten, wie in Tab.9.2 gefordert, darf dieser Fehler nicht größer als die Spaltbreite Δs des Energieselektionsspalts ESS sein.

Die Ansteuerung eines solchen Systems bestehend aus acht Strom- und acht Spannungsversorgungen ist komplex. Schwankt beispielsweise die Versorgungsspannung an den Elektroden des ersten Wien-Filters um $\pm 1 V$, so führt dies zu einem defokussierten Quellbild im xz-Schnitt und zu einer verbleibenden dispersiven Bahn von $x_\kappa = 39,2 \mu m$ im Bildpunkt z_B . Die Verschiebung des astigmatischen dispersiven Zwischenbildes bei $z = z_S$ beträgt dabei $\Delta z_S = 44,4 \mu m$, der stigmatische (End-)Bildpunkt z_B verschiebt sich um $\Delta z_B = 42,8 \mu m$.

Man kann jedoch die Anzahl an Strom- und Spannungsversorgungen halbieren, indem die beiden inneren und äußeren Wien-Filter Paare jeweils gemeinsam betrieben werden. In diesem Fall würde die oben angenommene Spannungsänderung auch auf dem vierten Wien-Filter anliegen. Dann verschiebt sich das Endbild um $\Delta z_B = 85,0 \mu m$, die verbleibende dispersive Bahn beträgt nun $x_\kappa = 63,5 \mu m$ und damit $\approx 50 \%$ mehr als am ursprünglichen Bildpunkt. Weitergehende Rechnungen müssen die benötigten Stabilitäten abschätzen, die vermutlich deutlich besser als die angenommenen 10^{-3} sein müssen.

Aus diesen Überlegungen folgt, dass eine einfache Integration eines Monochromators (durch Einfügen) in eine GEMINI-Säule nicht erfolgreich möglich ist. Weitere Modifikationen, insbesondere eine angepasste Beleuchtung werden nötig sein. Auf Seiten des Wien-Filters muss sichergestellt werden, dass die Reduktion der Energiebreite im gewünschten Maße möglich ist sowie erhalten und nutzbar bleibt. Dies erfordert einen Betrieb bei hinreichend hohen Elektronenenergien. Gelingt dies, dann scheint ein Monochromator auf Basis der vier Wien-Filter realisierbar zu sein.

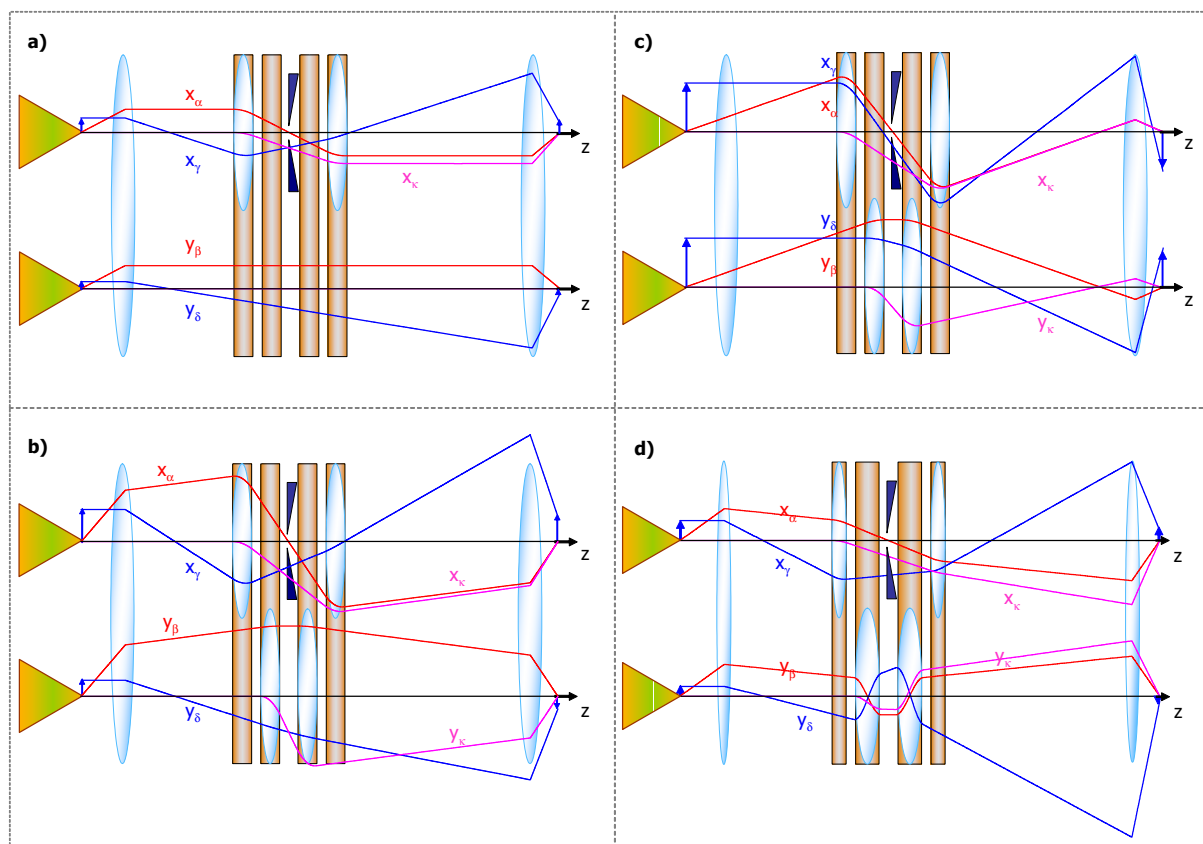


Abbildung 9.4: Beleuchtungsszenarien des $WW^{90}W^{90}W$ -Monochromators in **SCOFF**-Näherung als Funktion der Brennweite f_K des Kondensators. Die Systeme **a)**-**c)** entsprechen dabei System 1 aus Tab.9.1, **d)** entspricht System 2.

Zur besseren Sichtbarkeit sind die einzelnen Bahnen dabei individuell skaliert.

a) Der Kondensator beleuchtet die Wien-Filter teleskopisch mit einer Brennweite von $f_K = 32 \text{ mm}$. Die inneren beiden Wien-Filter sind in diesem Modus nicht genutzt. Der den Monochromator verlassende Strahl ist ebenfalls teleskopisch.

b) Der Kondensator beleuchtet den Wien-Filter Monochromator divergent. Aus Symmetriegründen verlassen die Elektronen den Monochromator dann konvergent. Der gezeigte Fall entspricht einer Kondensatorbrennweite von $f_K = 36 \text{ mm}$.

In **c)** ist der Kondensator ganz ausgeschaltet ($f_K = \infty$).

d) zeigt einen Wien-Filter-Monochromator mit einer konvergenten Beleuchtung, hier für eine Kondensatorbrennweite von $f_K = 26 \text{ mm}$ berechnet. Um weiterhin die Symmetrieebedingungen der axialen Bahnen x_α und y_β zur Symmetrieebene des Monochromators sicherzustellen, müssen die beiden inneren Wien-Filter außerordentlich stark erregt werden. Sie sind länger ausgeführt, damit die elektrischen Feldstärken nicht zu groß werden. Die dispersiven Eigenschaften einer solchen Anordnung sind jedoch ungünstiger als bei den Systemen **a)**...**c)**, auch sind die benötigten Felder deutlich höher. Bezüglich der erreichbaren geometrischen Gesamtverkleinerung des Mikroskops ist System **d)** jedoch vorteilhaft.

Allen gezeigten Systemen gemeinsam ist die Symmetrie der axialen Bahnen x_α und y_β zur Symmetrieebene des Monochromators, um so ein in zweiter Ordnung öffnungsfehlerfreies System zu erhalten. Die dispersiven Bahnen verschwinden dabei an den Bildpunktlagen.

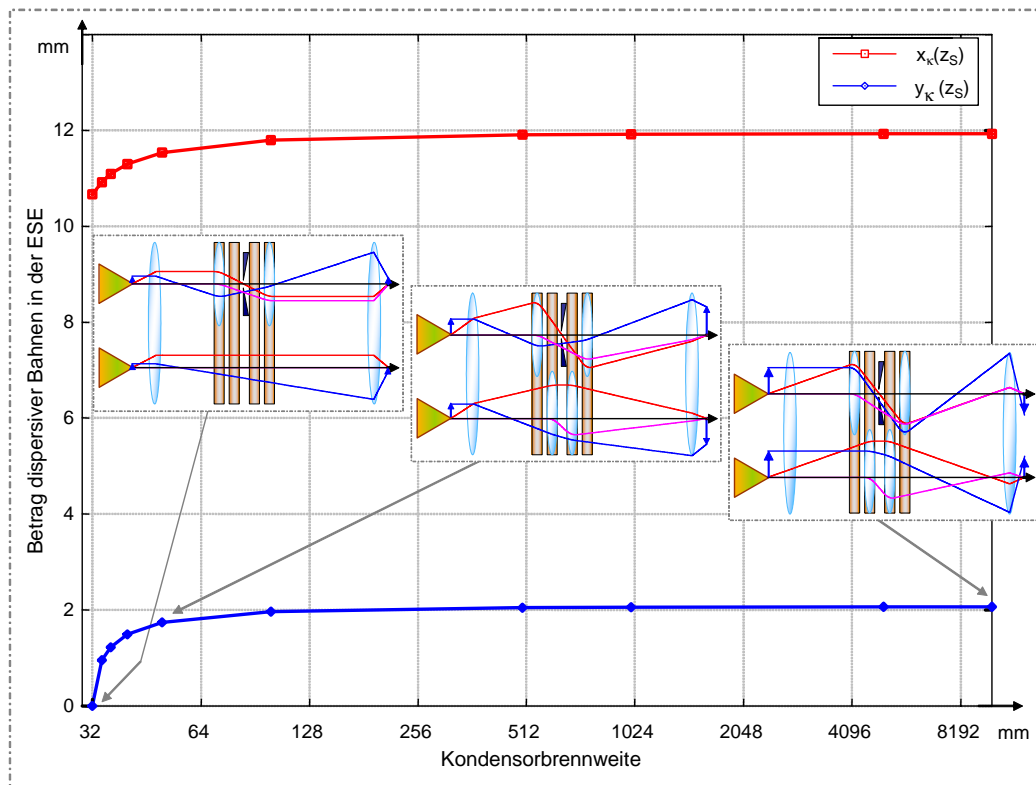


Abbildung 9.5: Wert der dispersiven Bahnen $x_{\kappa}(z_S)$ und $y_{\kappa}(z_S)$ des Wien-Filter-Monochromators in **SCOFF**-Näherung in der Energieselektionsebene ESE ($z = z_S$) in Abhängigkeit von der Kondensorbrennweite f_K für $d_S = 5\text{mm}$.

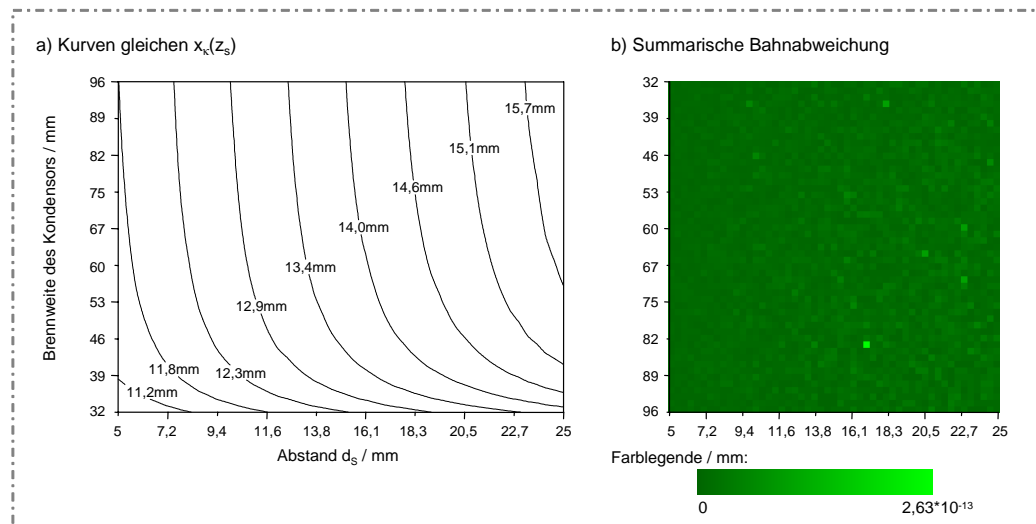


Abbildung 9.6: **a)** Systematische Untersuchung der dispersiven Bahnen des Wien-Filter-Monochromators aus Abb.9.4a) in **SCOFF**-Näherung. Es wurde der Wert von $x_{\kappa}(z_S)$ in Abhängigkeit von der Kondensorbrennweite f_K sowie des Abstands d_S zwischen dem zweiten Wien-Filter und der Energieselektionsebene ESE berechnet.

b) Kumulative quadratische Abweichungen der paraxialen Fundamentalbahnen x_{α} und y_{β} vom Sollwert als Folge der verwendeten Autofokus-Routine (limitierende Maschinengenauigkeit $\approx 10^{-16}$).

9.4 Simulationen zum Wien-Filter und zum WW^{90} - $W^{90}W$ -Monochromator

Die Ergebnisse der Näherungsrechnungen des vorangegangenen Kapitels sind unter gerechtfertigten, gleichwohl unphysikalischen Annahmen erhalten worden. Um das Verhalten einzelner Wien-Filter sowie des Wien-Filter-Monochromators unter realistischeren Bedingungen zu überprüfen, wurden Simulationen unter Einschluss der Randfelder durchgeführt. Im Gegensatz zu den **SCOFF**-Rechnungen von Kap.9.3 spricht man dann bei Berechnung mit Randfeldeinschluss auch von **EFF**-Rechnungen⁹. Das einzelne Wien-Filter wurde dabei dreidimensional nachgebildet, wie in Abb.9.7 gezeigt. Ein Ergebnis der so erzeugten Potentialverteilung mit eingezeichneten Äquipotentiallinien ist in Abb.9.8 dargestellt. Aus der Kenntnis der Potentialverteilung lassen sich die Koeffizienten der Multipolentwicklung bestimmen, um so die Fundamentalbahnen des Systems zu berechnen. Alle diese Schritte wurden mit den einzelnen Programmen von **MEBS Ltd.** durchgeführt, wie dies in Kap.5.2 ausgeführt wurde.

geom. Größe	SCOFF-System	EFF-System
d_K	32 mm	0 mm
d_M	78 mm	160 mm
l_{W1}	15 mm	10 mm
d_Z	5 mm	50 mm
l_{W2}	15 mm	10 mm
d_S	5 mm	35 mm
d_O	135 mm	0 mm
d_B	20 mm	60 mm

Tabelle 9.3: Geometrische Daten für die **EFF**-Rechnungen im Vergleich zu Tab.9.1 der in **SCOFF**-Näherung untersuchten Systeme. Es wird hier die Bezeichnung von Abb.9.3 näherungsweise weiter verwendet, Kondensator und Objektivlinse fehlen bei dieser Simulation allerdings. Daher sind in der Tabelle die betreffenden Längen Null. Für die Länge des Wien-Filters wurde dabei die Länge der felderzeugenden Elektrode verwendet. System 2 von Tab.9.1 wurde hier erst gar nicht untersucht.

Eine direkte Folge der Laplace-Gleichung ist, dass die Potentialverteilung auf der optischen Achse im wesentlichen durch die strahlernen Flächen der Elektroden erzeugt wird, strahlferne Bereiche der Elektroden beeinflussen diese nicht signifikant. Dieses Verhalten ist für die Simulation sehr hilfreich, da das in Abb.9.1 gezeigte Wien-Filter vereinfacht werden muss, um simuliert werden zu können. Die in Abb.9.7 gezeigte Anordnung ist dabei ein Modell eines einzelnen Wien-Filters, welches hinreichend genaue Ergebnisse liefert. Zur Festlegung der Randwerte ist das Volumen abgeschlossen, in der Praxis werden kleine Bohrungen den Durchtritt des Elektronenstrahls durch das Wien-Filter ermöglichen. Bei der Simulation des Potentials kann darauf jedoch verzichtet werden.

Als Ergebnis der Simulationen erhält man die in Abb.9.8 gezeigten Multipol-Koeffizienten. In der verwendeten Version von **AberW2** waren dabei die Dipol- (ϕ_{1c} , ϕ_{1s})

⁹**EFF** bedeutet **E**xtended **F**ringing **F**ield.

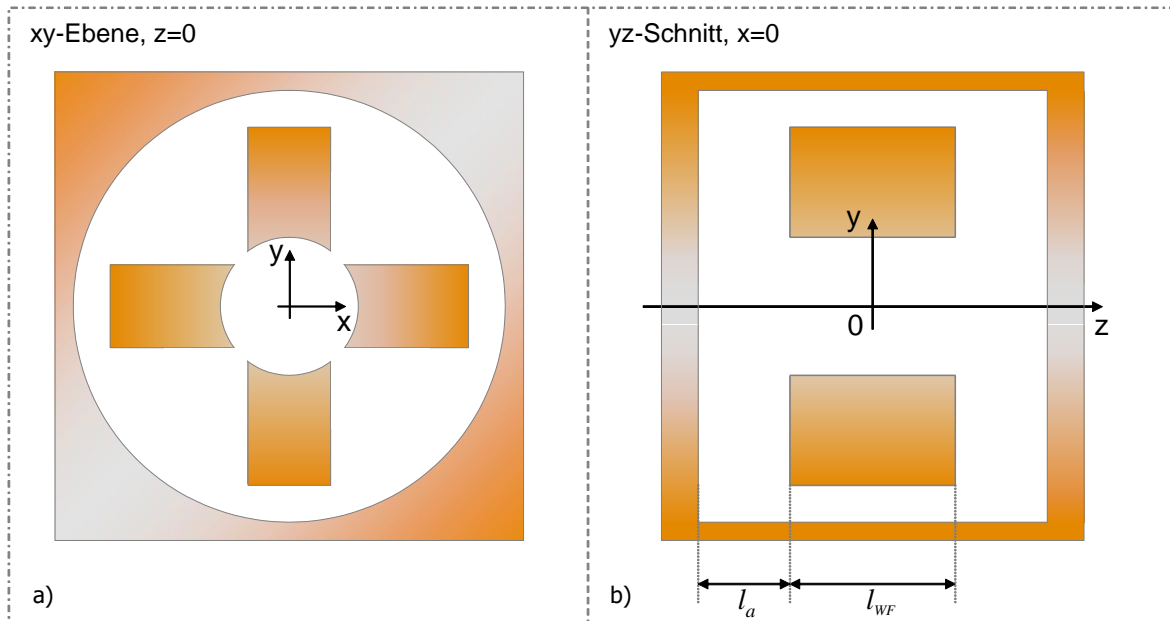


Abbildung 9.7: Die zugrunde liegende Geometrie eines einzelnen Wien-Filters aus Abb.9.1 muss für die Simulation abstrahiert werden. Achtung: die Länge l_{WF} der Elektrode ist nicht gleich der Wien-Filter-Länge l_W der Transfermatrizen, sondern der tatsächlichen Bauteillänge, siehe dazu auch Kap.3.5 und Kap.3.9.

a) zeigt die xy-Ebene, die vier Elektroden „schweben“ mit ihren Potentialen in einem zylinderförmigen Hohlraum. Dieser modelliert dabei die benötigten Abschirmungen zwischen den einzelnen Wien-Filtern und legt zusammen mit den Elektroden die Randbedingungen für die Potentialberechnung fest.

b) zeigt den yz-Schnitt des Wien-Filters. Für die Simulation wurde dabei $l_{WF} = 10 \text{ mm}$ und $l_a = 2,5 \text{ mm}$ angenommen.

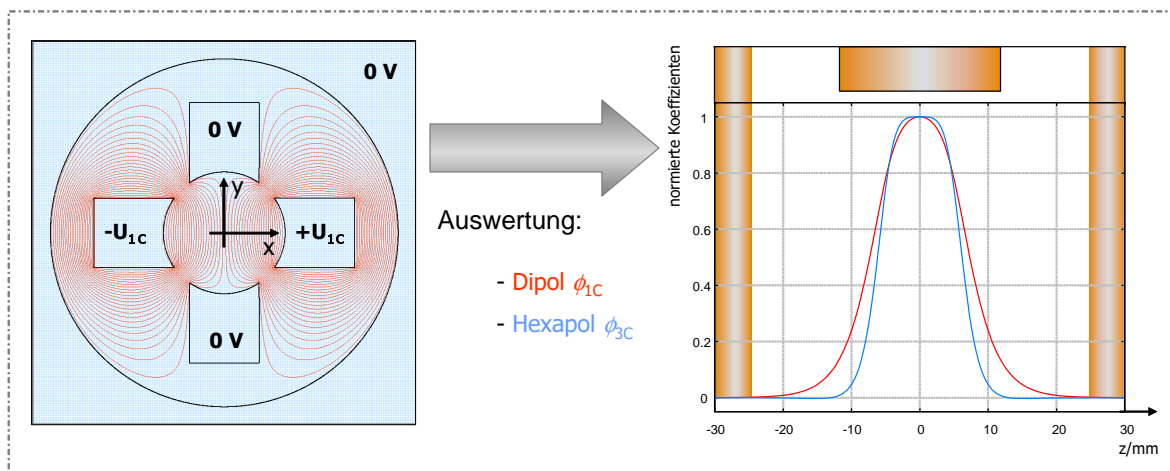


Abbildung 9.8: Äquipotentiallinienplot einer Simulation der dreidimensionalen elektrischen Potentialverteilung eines einzelnen Wien-Filters, berechnet mit der Software E03D. Mit Hilfe des Programms EField3D lassen sich dann die Multipolkoeffizienten des Bauteils auswerten. Bei dem gewählten Design ergibt sich für die ersten beiden nichtverschwindenden Koeffizienten der gewünschte Dipol ϕ_{1c} und der zusätzlich auftretende, den Öffnungsfehler zweiter Ordnung beeinflussende Hexapol ϕ_{3c} .

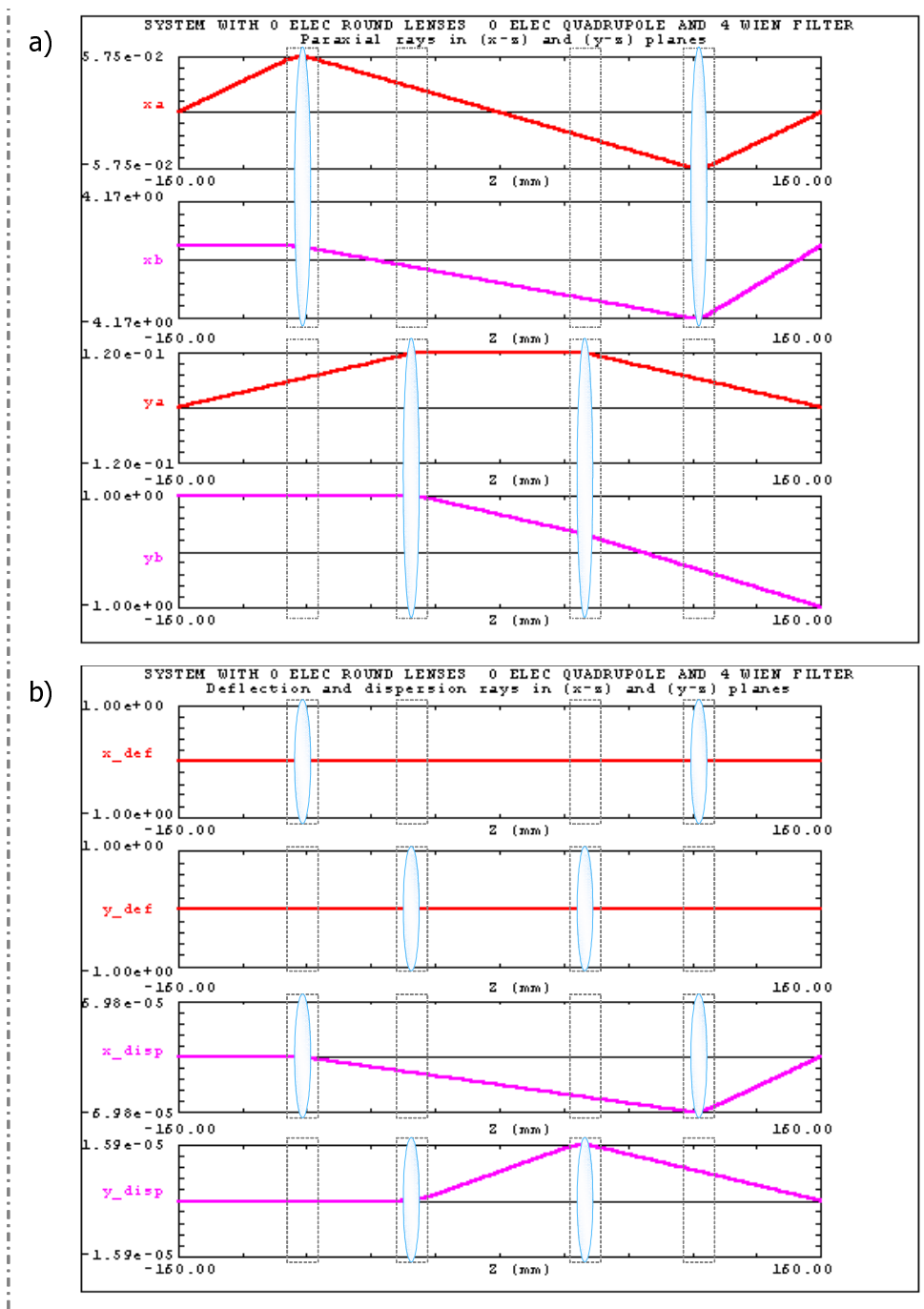


Abbildung 9.9: Berechnung der paraxialen Bahnen eines kompletten, aus vier Wien-Filtern bestehenden Monochromators unter Einschluss der Randfelder. Der Verlauf der Bahnen ist dem der **SCOFF**-Rechnungen sehr ähnlich.

a) zeigt die geometrischen Fundamentalbahnen des Systems. Die Position der Wien-Filter ist samt ihrer Linsenwirkungen zusätzlich zu den Bahnen eingezeichnet. Die Nullstellen der als x_a bezeichneten axialen Fundamentalbahn x_a geben Gegenstand- ($z = z_G$), Zwischenbild- ($z = z_S$) und Bildpunkt ($z = z_B$) des Systems an. Das Zwischenbild ist astigmatisch und liegt in der Symmetrieebene $z_S = 0$ des Systems. Sie ist die Energieselektionsebene ESE des Monochromators.

b) die Ablenk- und die dispersiven Fundamentalbahnen des Systems. Die Ablenkbahnen sind identisch Null und zeigen so an, dass die optische Achse gerade ist.

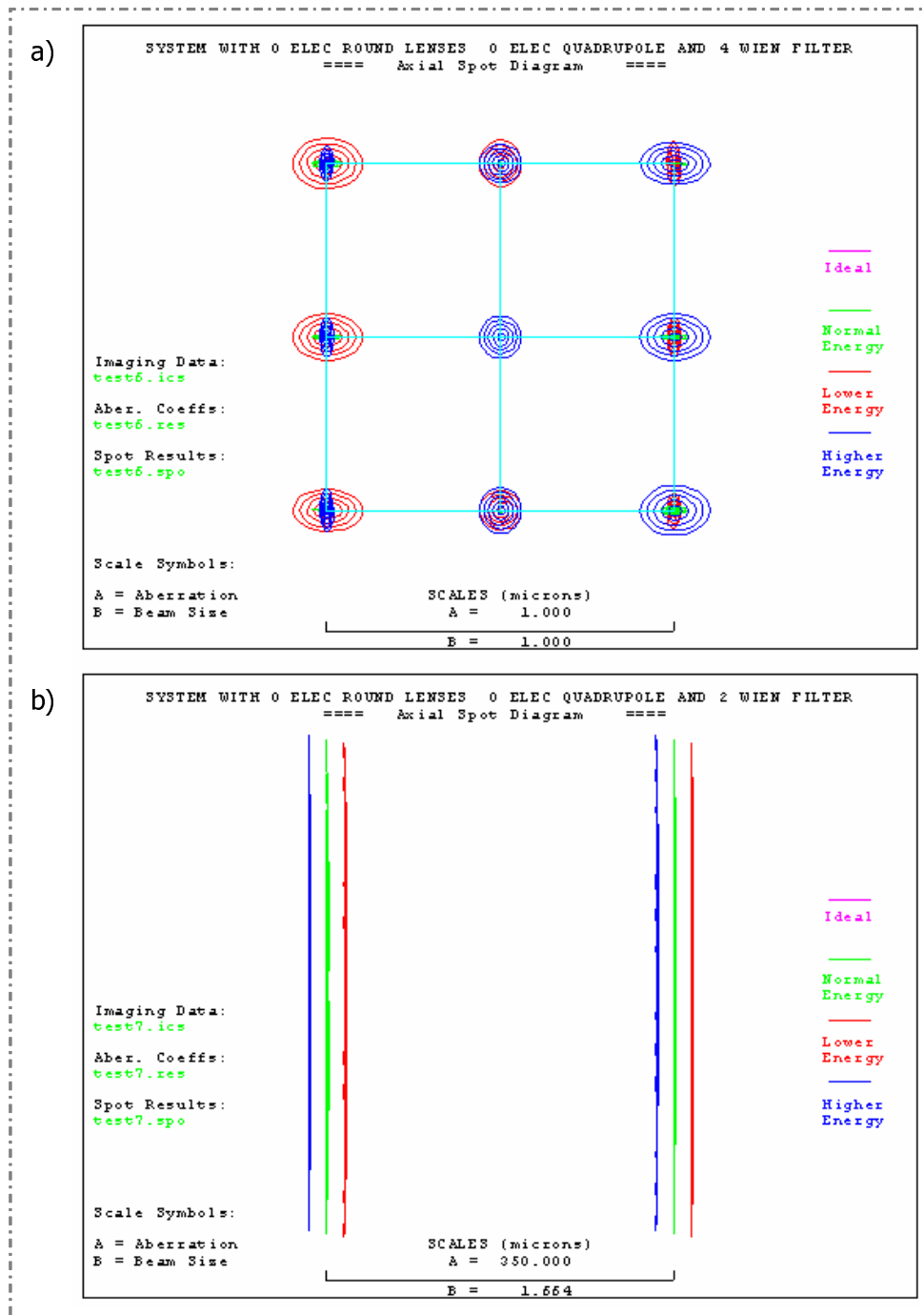


Abbildung 9.10: Berechnung der Abbildung von Elektronenbündeln durch den Wien-Filter-Monochromator. Es wird eine quadratische Quelle mit $1 \mu\text{m}$ Seitenlänge, einer maximalen Apertur α_{max} von $\alpha_{\text{max}} = 1,5 \text{ mrad}$ und $E_{\text{kin}} = 1 \text{ keV}$ angenommen. Elektronen werden mit der Sollenergie (grün), sowie mit einer Energieabweichung $\pm\delta E$ (rot/blau) berechnet. **a)** zeigt das Spot-Diagramm im Bildpunkt nach der Energiebreitenreduktion für $\delta E = 0,1 \text{ eV}$. Die Punkte werden sehr gut abgebildet, die größten Auswirkungen haben die Farbfehler.

b) zeigt das Spot-Diagramm im (astigmatischen) Zwischenbildpunkt mit $\delta E = 1 \text{ eV}$. Die Bündel sind getrennt, eine Energiefilterung auf $\Delta E = 0,1 \text{ eV}$ ist in diesem System mit einem Spalt mit $\Delta s = 3 \mu\text{m}$ möglich.

und der Hexapol-Koeffizient (ϕ_{3c} , ϕ_{3s}) von Interesse, da sie den Verlauf der Fundamentalbahnen erster und zweiter Stufe beeinflussen. Aufgrund der Symmetrie kann es keinen Quadrupol-Anteil (ϕ_{2c} , ϕ_{2s}) geben, damit sind für die Berechnung der Bildfehler zweiter Stufe alle Informationen bekannt.

Die Erweiterung des einzelnen Wien-Filters auf den Wien-Filter-Monochromator ist nun unter Verwendung der Ergebnisse des einzelnen Wien-Filters möglich, sofern der Abstand der Wien-Filter so groß ist, dass ein Überlappen vermieden wird. In Abb.9.9 ist dann ein solches Test-System mitsamt den berechneten Fundamentalbahnen gezeigt, in Tab.9.3 sind die dazugehörigen geometrischen Daten aufgeführt. Das System arbeitet mit einer Elektronenenergie von $E_{kin} = 1 \text{ keV}$ und erzeugt dabei eine Dispersion in der Symmetrieebene bei $z = z_S$ von $D = 35,8 \frac{\mu\text{m}}{\text{eV}}$. Die Abbildung eines rechteckigen Testobjekts durch das System ist in Abb.9.10 am stigmatischen Endbild sowie am astigmatischen dispersiven Zwischenbild gezeigt. Man sieht, dass die Abbildung des Wien-Filter-Monochromators - insbesondere der achsnahen Punkte - sehr gut ist. Im wesentlichen beeinflussen Farbfehler die Abbildung. Im Zwischenbild sieht man das astigmatische Quellbild, aufgrund des im Monochromator vorhandenen Öffnungsfehlers zweiter Ordnung ist das Bild in x-Richtung etwas ausgedehnt. Es gilt dabei für $\Delta x_F(z_S) = x_{\alpha\alpha}(z_S)\alpha^2 = 2,06 \mu\text{m}$. Trotzdem lässt sich die Energiebreite mit einem $3,5 \mu\text{m}$ -Spalt auf $\Delta E = 0,1 \text{ eV}$ reduzieren, sofern die maximale Apertur im System nicht größer als $\alpha_{max} = 1,5 \text{ mrad}$ ist [Pli03]. Für die Quelle wird weiterhin eine Seitenlänge von $1 \mu\text{m}$ angenommen. Dies entspricht Werten, die sich leicht mit einem ZrO/W-Emitter samt einfacher Transferoptik erreichen lassen.

Damit ist die prinzipielle Funktionalität eines solchen Wien-Filer-Monochromators sichergestellt. Wie in Kap.9.1 hingewiesen, kann durch die Formgebung der Elektroden das mit dem Dipolfeld erzeugte Hexapolfeld (ϕ_3 und Ψ_3) beeinflusst werden. Mit dieser zusätzlichen Option kann auch der Öffnungsfehler zweiter Ordnung im Monochromator günstig beeinflusst werden und so die mögliche, minimale Energiebreite weiter reduziert werden.

Für die Zukunft bleibt noch zu klären, wie sich das Verhalten realer Magnetfelder in derartigen Elektrodenanordnungen einstellt. Bislang wurden die Magnetfelder analog zu den elektrischen Feldern berechnet. Tatsächlich ist aber die Permeabilität des Elektrodenmaterials endlich und so muss ein Design von Spule und Elektrode gefunden werden, bei dem sich die axialen Ablenkmfelder auch so verhalten, wie gewollt.

Kapitel 10

Ausblick II

Es wurde in diesem zweiten Teil ein neuartiger Monochromator auf Basis von Wien-Filtern vorgestellt und beschrieben.

Zurzeit werden Monochromatoren nur in der Transmissionselektronenmikroskopie eingesetzt, um entweder die laterale Auflösung oder die energetische Auflösung im EELS-Modus zu steigern. Der größere Markt hingegen ist der Monochromator für die Rasterelektronenmikroskopie. Für derartige Mikroskope können die Monochromatoren dabei ganz anders ausgelegt werden. Sind sie im TEM immer Teil des Elektronenstrahlerzeugers und nahe des Strahlkopf integriert, so können sie im REM eher wie eine normale Komponente als separates Bauteil betrachtet werden, was ihre Konstruktion und ihre elektrische und magnetische Versorgung vereinfacht. Auch kann der Korrekturgrad eines Monochromators für ein REM deutlich geringer ausfallen, da die Anforderungen im REM nicht gar so streng sind wie im TEM.

Insbesondere der vorgeschlagene Wien-Filter-Monochromator kann dabei als einfaches und eher kostengünstigeres System gelten. Sein Einsatz wird daher im REM gesehen. Sein größter Konkurrent ist der Korrektor, der in der Lage ist, den Farbfehler des Gesamtsystems zu neutralisieren. In Zukunft muss sich zeigen, ob außer dieser Technik auch noch Platz ist für Monochromatoren im REM oder ob es in Zukunft nur teure Systeme mit und „normale“ Systeme ohne Korrektor und ohne Monochromator auf dem Markt geben wird. Angesichts des riesigen Marktvolumens im REM-Bereich stehen die Chancen dazu nicht schlecht und aus Anwendersicht wäre es sicherlich wünschenswert, wenn sich eine dritte Klasse von REMs mit Monochromator auf dem Markt etablieren kann. Sie wären günstiger als korrigierte Systeme, könnten aber gerade im niederenergetischen Bereich erhebliche Auflösungsverbesserungen ermöglichen.

Beim heutigen Stand der Monochromatorentwicklung gibt es noch genügend Raum für neue System und Entwicklungen. Der in Kap.9 vorgestellte Monochromator aus vier Wien-Filtern ist mittlerweile von der Carl Zeiss NTS GmbH patentiert. Seine Untersuchung und Realisierung geht im Rahmen weiterführender Arbeiten am Institut für Angewandte Physik weiter.

Kapitel 11

Zusammenfassung

Diese Dissertation beschäftigt sich in experimenteller als auch in theoretischer Hinsicht mit Monochromatoren für Elektronenstrahlquellen. Denn die Punktauflösung moderner Transmissionselektronenmikroskope oder der Sondendurchmesser moderner Niederenergie-Rasterelektronenmikroskope kann erheblich gesteigert werden, wenn es gelingt, die Auswirkungen des Farbfehlers der Geräte zu verringern. Dies kann am einfachsten durch den Einsatz eines Elektronenmonochromators realisiert werden. Er reduziert die Energiebreite („Farbe“) des Elektronenstrahls und in diesem Maße reduziert sich auch der Einfluss des Farbfehlers auf die Sondengröße des Elektronenstrahls.

Als Beitrag zu diesem Themenkreis werden im ersten Teil dieser Dissertation die experimentellen Arbeiten am Tübinger Ω -Monochromator vorgestellt. Durch zielgerichtete Optimierungen des ursprünglich aufgebauten Systems, sowohl hinsichtlich einer magnetischen Abschirmung als auch bezüglich der Optimierung der Elektronenstrahlquelle, konnte die Leistungsfähigkeit des Testsystems erfolgreich gesteigert werden. Auch der Elektronenenergieanalysator vom Möllenstedt-Typ wurde im Rahmen dieser Arbeit modifiziert und den Bedingungen des Monochromators und der Elektronenstrahlquelle angepasst.

Es konnten mit dem derart modifizierten und umgebauten System Energiebreiten von $\Delta E = 0,2 \text{ eV}$ erreicht werden. Ein öffnungsfehlerkorrigiertes Transmissionselektronenmikroskop könnte mit einer Elektronenstrahlquelle und diesem Monochromator eine laterale Auflösung von 1 \AA erreichen [Ben03]. Als weitere Konsequenz kann gefolgert werden, dass der energetische Boersch-Effekt bei Strömen bis zu einigen 10 nA und darunter keinen Einfluss mehr auf die Energiebreite eines Elektronenstrahls ausübt.

Im zweiten Teil werden Ergebnisse zu ersten Abschätzungen und Berechnungen für einen neuartigen Wien-Filter-Monochromator vorgestellt. Dieses System bietet aufgrund der Verwendung von Wien-Filtern als dispersiven Elementen eine gerade optische Achse. Aufgrund der Erfahrungen am Ω -Monochromator scheint dies ein viel versprechender Ansatz zu sein, da die Justage bei einer gekrümmten optischen Achse erheblich aufwändiger ist. Denkt man insbesondere an den Einsatz in einem kommerziellen System, so ist ein bedienerfreundlicher Monochromator von Vorteil. Die Eigenschaften dieses Monochromators wurden zunächst unter Vernachlässigung der Randfelder berechnet. Weitergehende Simulationen unter Berücksichtigung der Bildfehler zweiter Stufe zeigen und bestätigen so die prinzipielle Machbarkeit eines derartigen Monochromators unter realistischen Bedingungen.

Anhang A

Monochromator-Stammbaum

Hier wird eine Ableitung von Elektronenmonochromatoren anhand ihrer energiefilternden Eigenschaften versucht. Dabei wird zunächst unterschieden, nach welchem Prinzip

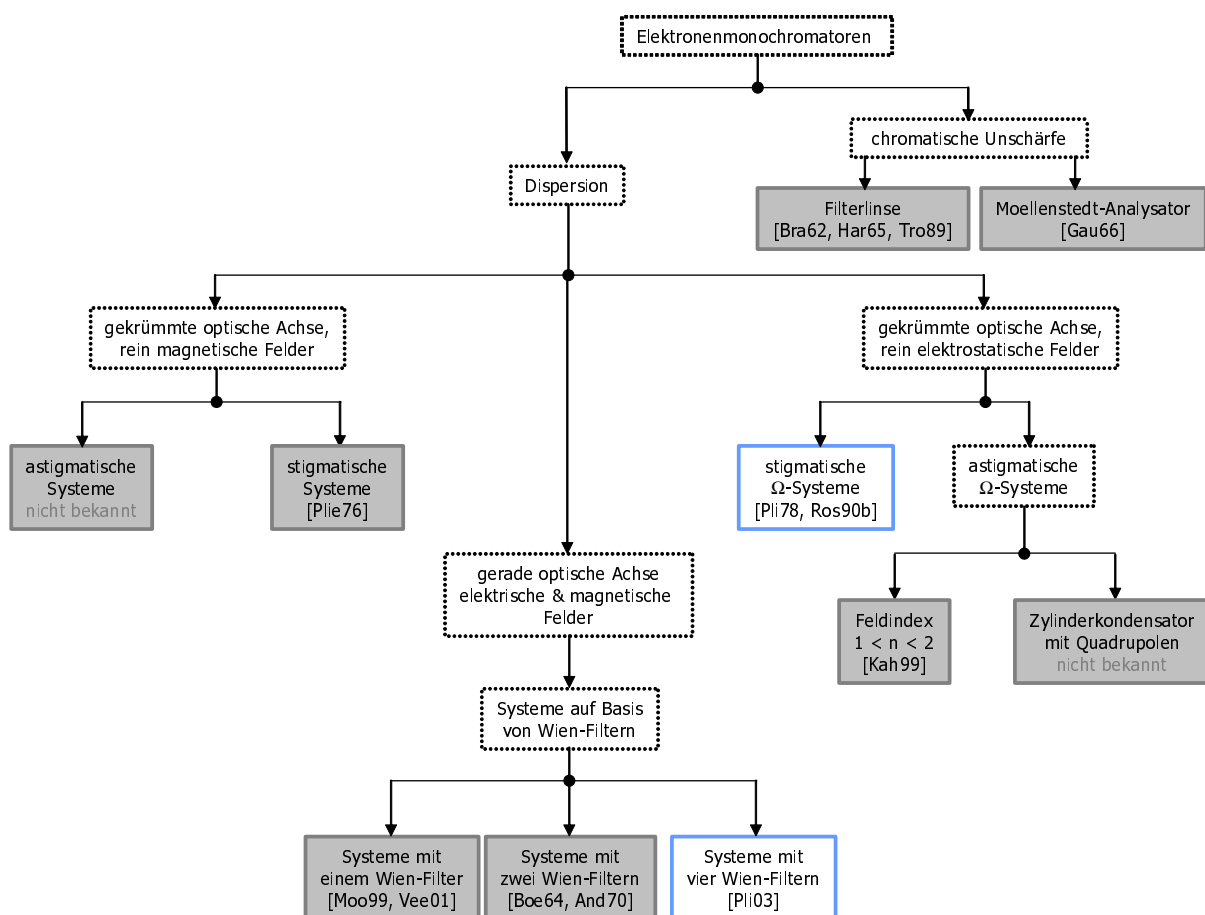


Abbildung A.1: Unterteilung von Elektronenmonochromatoren anhand der elektrischen und magnetischen Felder und der Abbildungsstrategie (stigmatische oder astigmatische Abbildung). Es sind jeweils Literaturzitate, sofern möglich, angegeben. Die blau umrandeten Systeme werden im Rahmen dieser Arbeit näher beschrieben.

die Energiefilterung arbeitet: Nutzung von Dispersion oder chromatischer Unschärfe¹.

Systeme, die die chromatische Unschärfe ausnutzen, sind entweder rotationssymmetrisch und ähneln (rotationssymmetrischen) elektrostatischen Verzögerungslinsen oder sind vom Möllenstedt-Typ (siehe Kap.6.3).

Anders die Monochromatoren die die Dispersion ($w_\kappa \neq 0$) nutzen. Es gibt viele elektronenoptische Komponenten, die dispersiv wirken, so dass je nach Anwendung (UHV-tauglich, hohe Elektronenenergie E_{kin} erfordert Magnetfelder usw.) unterschiedliche Systeme zum Einsatz kommen. Bei ihnen kann zunächst unterschieden werden, ob sie mit rein elektrischen oder rein magnetischen Feldern arbeiten, oder - in Form des Wien-Filters - beide nutzen. Als weiteres Unterscheidungsmerkmal kommt hier noch die Art der Abbildung hinzu: wird die Filterung des Quellbildes eines Elektronenstrahlerzeugers stigmatisch oder astigmatisch vorgenommen.

¹Genau genommen handelt es sich hierbei um C_C , den Farbfehler erster Ordnung ersten Grades und zweiter Stufe. In elektronenoptischen Systemen wird er zumeist (und nicht weiter ausgeführt) als Farbfehler bezeichnet.

Abkürzungen und Symbole

Liste der verwendeten Abkürzungen

TEM	Transmissions Elektronen Mikroskop
STEM	Scanning Transmission Electron Microscope
REM	Raster Elektronen Mikroskop
EFTEM	Energie Filterndes TEM
SATEM.....	Sub Angstrom Transmissions Elektronen Mikroskop
SESAM.....	Sub eV Sub Angstrom Mikroskop
EELS.....	Elektronen Energie Verlust Spektroskopie
EDX.....	Energy Dispersive X-Ray Spectroscopy
SCOFF.....	Sharp Cut-Off Fringing Field
EFF.....	Extended Fringing Field
YAG.....	Yttrium Aluminium Granat (Szintillatormaterial)

Liste der verwendeten Symbole

ΔA	Oberflächenelement auf dem Elektronenemitter.
a_{kl}, b_{kl}	Matrixeinträge der Transfermatrizen.
α, β	Startwinkel der Elektronenbahn gemessen gegen die optische Achse im xz- und yz-Schnitt.
α_{max}	Maximaler auftretender Aperturwinkel in einem Elektronenbündel.
\vec{B}	Magnetfeld (=magnetische Induktion).
B	Betrag des Magnetfeld (=der magnetischen Induktion).
C_3	Öffnungsfehler dritter Ordnung und zumeist betragsgrößter Bildfehler rotationssymmetrischer elektronenoptischer Systeme.
C_C	Wichtigster Farbfehler (erster Ordnung ersten Grades zweiter Stufe) eines rotationssymmetrischen elektronenoptischen Systems.
CF	CONFLAT Kupferdichtring Dichtungen.
D, D_x, D_y	Dispersion, Dispersion im xz- und yz-Schnitt.
d_B	Abstand der Objektivlinse zur Probe.
d_K	Abstand der Elektronenquelle zum Kondensator.
d_M	Abstand des Kondensators zum Monochromator.

d_O	Abstand des Monochromators zur Objektivlinse.
$d_Q = 2r_Q$	Durchmesser des Quellbildes.
d_s	Abstand des zweiten Wien-Filters zur Energieselektionsebene ESE.
d_Z	Abstand von Wien-Filter eins zu zwei bzw. von drei zu vier.
δE	Verschiebung des Elektronenstrahls um δE von seiner Sollenergie.
ΔE	Energiebreite eines Elektronenstrahls.
ΔE	Energieabweichung eines Elektrons von der Sollenergie.
ΔE_{min}	Minimal mögliche Energiebreite eines Monochromators.
ΔE_v	Zusätzliche Energiebreite aufgrund Stromschwankungen bei statistischen Zentrierablenkern.
e	Elementarladung der Elektronen.
E	Betrag des elektrischen Feldes .
E_{kin}	Kinetische Energie der Elektronen.
\vec{E}	Elektrisches Feld.
ϵ	Wirkungsgrad bei der Konversion von Elektronen zu Photonen.
f	Brennweite einer dünnen Rundlinse.
f_{WF}	Asymptotische Brennweite eines Wien-Filters.
G	Entwicklungsparameter der Bahnstörungen.
γ, δ	Abstand der Elektronenbahn von der optischen Achse im Gegenstand bei $z = z_G$.
h	Planck-Konstante.
H	Bauhöhe des Monochromators.
HV	Hochvakuum, für den Druck p gilt $p \leq 10^{-3}$ mbar.
ΔI	Emittierter Stromfaden.
ΔI	Stromschwankungen in Netzteilen.
I	Intensitätsterm bei Interferenzen.
I_{Em}	Emissionsstrom einer Elektronenstrahlquelle.
I_H	Heizstrom des Emitters.
I_{Obj}	Erregung der magnetischen Objektivlinse.
I_S, I_{Sonde}	Sondenstrom.
I_Z	Ionenzerstäuber-(Vakuum-)Pumpe.
κ	Energieabweichung eines Elektrons.
$K_{1..4}$	Vorfaktoren der Transfermatrix-Einträge bei Toroidkondensatoren.
$K_{1..4}$	Numerierung der Toroidkondensatoren.
$K(\vec{q})$	Kontrastfunktion bei wellenoptischer Betrachtung der Bildentstehung im TEM.
$K_{w_\alpha} \dots K_{w_\gamma}$	Konstanten bei der Variation der Konstanten.
ΔL	Verlängerung der optischen Achse eines Systems durch einen Monochromator.
l_a	Abstand des einzelnen Wien-Filters vom Rand bei 3D-Simulationen.
l_Q	Länge eines Quadrupols.
l_W, l_{W1}, l_{W2}	Länge des Wien-Filters / von Wien-Filter eins und zwei.
L	Länge einer Driftstrecke.
L	Gesamtlänge des Monochromators.

λ	Wellenlänge der Elektronen.
$\tau_{D,WF1} \cdot \tau_{D,WF4}$	Erregung von Wien-Filter 1..4.
m_e	Ruhemasse der Elektronen.
M	Lateralvergrößerung
μ	Permeabilität einer ferromagnetischen Substanz.
ν	Frequenz des Photons.
ν	Zähligkeit einer Funktion um die optische Achse.
n	Feldindex eines Toroidkondensators.
n_{ph}	Anzahl der erzeugten Photonen bei der Konversion von Elektronen in Licht.
$\Delta\Omega$	Raumwinkel, in den die Fläche ΔA des Emitters emittiert.
p	Druck.
p_e	Kanonischer Impuls.
$\phi_\nu, \phi_{\nu c}, \phi_{\nu s}$	ν -zähliger elektrischer Multipolkoeffizient, Realteil und Imaginärteil.
ψ	Skalares magnetisches Potential.
$\psi_\nu, \psi_{\nu c}, \psi_{\nu s}$	ν -zähliger magnetischer Multipolkoeffizient, Realteil und Imaginärteil.
\vec{q}	Raumfrequenz
r	Radiale Koordinate in Zylinder- oder Kugelkoordinaten.
\vec{r}	Position im Raum.
r_i, r_a	Radius der inneren / äußeren Elektrode eines Toroidkondensators.
R	Richtstrahlwert einer Elektronenquelle
R	Radius der Polschuhbohrung eines Wien-Filters
R	Radius der optischen Achse eines Toroidkondensators
Δs	Spaltbreite des Energieselektionsspalts ESS.
Δs_{max}	Maximal mögliche Spaltbreite des Energieselektionsspalts ESS zur Erzeugung einer Energiebreite ΔE .
Δs_{min}	Minimal mögliche Spaltbreite des Energieselektionsspalts ESS.
Δs_{opt}	Optimale Spaltbreite des Energieselektionsspalts ESE.
s_n	Bahnstörungen.
t_{exp}	Aufnahmezeit des CCD-Chips.
T	Temperatur des Emitters.
T_{xz}, T_{yz}	Transfermatrix einer Komponente im xz- und yz-Schnitt.
T^G, T^G_{xz}, T^G_{yz}	Strahlmatrix mit Projektion auf den xz- und yz-Schnitt.
τ_D	Dipolerregung eines Wien-Filters.
τ_Q	Quadrupolerregung eines Wien-Filters.
Θ	Umlenkwinkel eines elektrostatischen Toroidkondensators.
Θ	Winkel zwischen optischer Achse und Strahl in der Holographie.
ΔU	Spannungsänderung, insbesondere der Ribble der Hochspannungsversorgung.
ΔU_A	Änderung der Spannung am Möllenstedt Analysator.
ΔU_B	Änderung der Beschleunigungsspannung.
U_{1c}, U_{1s}	Spannungen zur Erzeugung elektrischer Dipolfelder.
U_A	Spannung am Möllenstedt Analysator.
U_B	gegen den Emitters gemessene Beschleunigungsspannung der Elektronen.

U_{Ex}	Am Extraktor anliegende Spannung.
U_M	An der Mittelelektrode anliegende Spannung.
U_o, U_i	Spannungen an den Halbkugelkondensatoren außen und innen.
U_o, U_i	Spannungen an den Außen- / Innenelektroden eines Toroidkondensators.
U_{Sup}	Am Suppressor anliegende Spannung.
U_W	Wehneltspannung.
U_{HV}	Ultrahochvakuum, für den Druck p gilt $p \leq 10^{-7}$ mbar.
USV	Unterbrechungsfreie Stromversorgung.
\vec{v}	Geschwindigkeit der Elektronen.
φ	Skalares elektrisches Potential.
w_{inh}	Lösung der inhomogenen paraxialen Bahngleichung.
$WF1..WF4$	Numerierung der Wien-Filter.
$w_G(z)$	Hinreichend genaue Lösung der Bahngleichung.
$w^{(k)}(z)$	Bildfehlerbahn k .ter Stufe.
$w_L(z)$	Lösung der Bahngleichung.
$w_\alpha, w_\beta, x_\alpha, y_\beta, r_\alpha$..	Axiale Fundamentalbahnen des Systems.
$w_\gamma, w_\delta, x_\gamma, y_\delta, r_\gamma$..	Feldbahnen des Systems.
$w_{\alpha\alpha}..w_{\kappa\kappa}$	Fehlerbahnen zweiter Ordnung.
$w_\kappa, x_\kappa, y_\kappa$	dispersive paraxiale Fundamentalbahnen.
Δx_F	Verbreiterung des dispersiven Quellbildes in Richtung der Dispersion aufgrund des Öffnungsfehlers zweiter Ordnung.
Δx_G	Ausdehnung des dispersiven Quellbildes unter Berücksichtigung aller Effekte.
Δx_S	Verbreiterung des dispersiven Quellbildes in Richtung der Dispersion aufgrund von Netzteilchwankungen, Brumm usw.
\vec{x}, \vec{y}	Strahlvektor für den xz- und den yz-Schnitt.
$x_{\alpha\alpha}$	axiale Fehlerbahn zweiter Ordnung im xz-Schnitt.
x_v	Verschiebung des Elektronenstrahls in x-Richtung durch einen magnetischen Ablenker.
Δz_B	Verschiebung des Bildpunktes.
Δz_S	Verschiebung des astigmatischen Zwischenbildpunktes.
z_A, z_E	Elektronenstrahlaus- und eintrittsebene einer elektronenoptischen Komponente.
z_B	z-Koordinate des Bildes.
z_G	z-Koordinate des Gegenstands.
z_S	z-Koordinate eines dispersiven, eventuell astigmatischen Zwischenbildes.

Literaturverzeichnis

- [Wie87] W. Wien: *Die electrostatischen Eigenschaften der Kathodenstrahlen*. Verhandl. der phys. Ges. zu Berlin **16** (1897) 165-172.
- [Sch36] O. Scherzer: *Über einige Fehler von Elektronenlinsen*. Z. f. Physik **101** (1936), 593-603.
- [Bus37] H. Busch, E. Brüche: *Beiträge zur Elektronenoptik*. Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig, 1937.
- [Sch47] O. Scherzer: *Sphärische und chromatische Korrektur von Elektronenlinsen*. Optik **2** (1947) 114-132.
- [Gla52] W. Glaser: *Grundlagen der Elektronenoptik*. Springer-Verlag, Wien, 1952.
- [Boe62] H. Boersch: *Steigerung der Auflösung bei der Elektronen-Energieanalyse*. Phys. Letters **3** (1962) 64-66.
- [Bra62] K. Brack: *Eine Filterlinse für Elektronen*. Z. f. Naturforschung **17a** (1962) 1066.
- [Boe64] H. Boersch, J. Geiger, W. Stickel: *Das Auflösungsvermögen des elektrostatisch-magnetischen Energieanalysators für schnelle Elektronen*. Z. Physik **180** (1964) 415-424.
- [Har65] W. A. M. Hartl: *Die Filterlinse als Monochromator für schnelle Elektronen*. Z. Physik **191** (1965) 487-502.
- [Gau66] K. H. Gaukler: *Auflösungsgrenze des elektrostatischen Energie-Analysators und hochauflösende Elektronen-Spektrometrie*. Z. Physik **196** (1966) 85-102.
- [Eng67] H. A. Enge: *Deflecting magnets*, in *Focusing of Charged Particles* Vol. 2 ed. by A. Septier. Academic Press (1967), London, 203-264.
- [Met67] A. J. F. Metherell: *Energy analysing and energy selecting microscopes in Adv. in Optical and Electron Microscopy* Vol. 4, ed. by R. Barer, V. E. Cosslett. Academic Press (1971), London, 263-360.
- [And70] W. H. J. Andersen, J.B. Le Poole: *A double Wien-Filter as a high resolution high transmission electron energy analyser*. J. Phys. E: Sci. Instrum. **3** (1970) 121-126.

- [Col73] R. E. Collins: *The Design of Double Focusing Wien-Filters*. J. Vac. Sci. Technol. **Vol. 10** No. 6 (1973) 1106-1109.
- [Jac75] J. D. Jackson: *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons (1975), New York.
- [Pli78] E. Plies, D. Typke: *Dreidimensional abbildende Elektronenmikroskope II. Theorie elektronenoptischer Systeme mit gekrümmter Achse*. Z. Naturforsch. **33a** (1978) 1361-1377.
- [Orl79] J. Orloff, LW Swanson: *An asymmetric electrostatic lens for field-emission microprobe applications*. J. Appl. Phys. **50**(4) (1979), 2494-2501.
- [Lau82] R. Lauer: *Characteristics of Triode Electron Guns in Advances in Optical and Electron Microscopy* Vol. 8, Academic Press (1982), London.
- [Tug85] D. W. Tuggle, L. W. Swanson: *Emission characteristics of the ZrO/W thermal field emission source*. J. Vac. Sci. Technol. **B 3** (1), Jan/Feb 1985, 220-223.
- [Ros80] H. Rose, R. Spehr: *On the theory of the Boersch effect*. Optik **57** (1980) 339-364.
- [Pli82] E. Plies: *Berechnung zusammengesetzter elektronenoptischer Fokussier- und Ablenkssysteme mit überlagerten Feldern. Teil 1. Feldentwicklung und Bahn-gleichung*. Siemens Forsch.- u. Entwickl.-Ber. Bd. **11** (1982) Nr.1 38-45.
- [Kas85] E. Kasper: *A theory of space charges in themionic electron guns*. Optik **71** (1985) 129-134.
- [Spe85] R. Speidel et. al.: *Die Zr-O-W-Feldemissionskathode im Niedertemperaturbetrieb*, Optik **71** (1985) 167-172.
- [Ros87a] H. Rose: *The retarding Wien-Filter as a high-performance imaging filter*. Optik **77** (1987) 26-34.
- [Ros87b] H. Rose: *Hamiltonian magnetic optics*. Nucl. Inst. Meth. In Phys. Res. **A 258** (1987), 374-401.
- [Sch87] U. Schwab: *Der Boersch-Effekt in elektronenoptischen Anordnungen mit Feld-emissions-Hochstromkathoden*. Dissertation. Universität Tübingen, 1987.
- [Tsu87] K. Tsuno, M. Terauchi, M. Tanaka: *Electron trajectory calculation of a stigmatic-focus Wien-Filter for electron energy loss spectroscopy II*. Optik **80** (1987) 149-154.
- [Wol87] H. Wollnik: *Optics of charged particles*. Academic Press 1987.
- [Kil88] P. Killes: *Neuartige Verfahren zur Berechnung rotationssymmetrischer Elektronenstrahlerzeugungssysteme unter Berücksichtigung der Raumladung*. Dissertation. Universität Tübingen, 1988.

- [Tsu88] K. Tsuno, M. Terauchi, M. Tanaka: *Electron trajectory calculation of a stigmatic-focus Wien-Filter for electron energy loss spectroscopy I*. *Optik* **78** (1988) 71-77.
- [Tro89] M. Troyon: *New field emission gun with energy filtering effect*. *J. Appl. Phys.* **66** (1989) 1-4.
- [Tsu89] K. Tsuno, M. Terauchi, M. Tanaka: *Electron trajectory calculation of a stigmatic-focus Wien-Filter for electron energy loss spectroscopy III*. *Optik* **83** (1989) 77-84.
- [Bol90] R. Boll: *Weichmagnetische Werkstoffe*. Vacuumschmelze GmbH, 1990.
- [Jan90] G. H. Jansen: *Coulomb Interactions in Particle Beams*. *Advanc. Electron. Electron Phys., Suppl.* **21**, Academic Press (1990), New York.
- [Kat90] M. Kato, K. Tsuno: *Numerical analysis of trajectories and aberrations of a Wien-Filter including the effect of fringing fields*. *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A* **298** (1990) 296-320.
- [Ros90a] H. Rose: *Inhomogeneous Wien-Filter as a corrector compensating for the chromatic and spherical aberration of low-voltage electron microscopes*. *Optik* **84** (1990) 91-107.
- [Ros90b] H. Rose: *Electrostatic energy filter as monochromator of a highly coherent electron source*. *Optik* **86** (1990) 95-98.
- [Iba91] H. Ibach: *Electron Energy Loss Spectrometers*. Springer-Verlag, Berlin, 1991.
- [Tsu91] K. Tsuno: *Aberration analysis of a Wien filter for electrons*. *Optik* **89** (1991) 31-40.
- [Ros92] H. Rose, D. Preikszas: *Outline of a versatile corrected LEEM*. *Optik* **92** (1992) 31-44.
- [Tsu92] K. Tsuno: *Electron optical analysis of a high-resolution electron energy loss spectrometer with a retarding Wien-Filter*. *Rev. Sci. Instrum.* **63** (1992) 4112-4121.
- [Heu93] G. Heusel: *Messung charakteristischer Eigenschaften einer Glühemissionselektronenquelle*. Diplomarbeit. Universität Tübingen, 1993.
- [Tsu93] K. Tsuno: *Electron optical analysis of a retarding Wien-Filter for electron spectroscopic imaging*. *Rev. Sci. Instrum.* **64** (1993) 659-666.
- [Bec94] S. Beck: *Niederenergie-Hochstrom-Elektronensonde mit Feldemissionskathode, Wien-Filtern und Immersionsobjektivlinse*. Dissertation. Universität Tübingen, 1994.

- [Rou94] J. A. Rouse: *Three dimensional finite difference modelling of electron optical systems on a personal computer*. Ph. D. Thesis. University of London, 1991, Adv. Opt. Electron Microsc. **13** (1994) 1-123.
- [Tsu94] K. Tsuno: *Simulation of a Wien-Filter as beam separator in a low energy electron microscope*. Ultramicroscopy **55** (1994) 127-140.
- [Uhl94] S. Uhlemann, H. Rose: *The MANDOLINE filter - a new highperformance imaging filter for sub-eV EFTEM*. Optik **96** (1994) 163-178.
- [Gra95] A. Grall: *Zum Auflösungsvermögen des Möllenstedtschen Energieanalysators*. Diplomarbeit. Universität Tübingen, 1995.
- [Hai95] M. Haider, G. Braunschauen, E. Schwan: *Correction of the spherical aberration of a 200 kV TEM by means of a Hexapole-corrector*. Optik **99** (1995) 167-179.
- [Zac95] J. Zach, M. Haider: *Correction of spherical and chromatic aberration in a low voltage SEM*. Optik **98** (1995) 112-118.
- [Ben96a] A. Benez, E. Plies, W. Ziegler: *Optimization of an asymmetric electrostatic transfer lens with genetic algorithms*. Proc. of the 11th European Congress on Electron Microscopy (EUREM), Dublin (1996), Vol. 1, 117-118.
- [Ben96b] A. Benez, E. Plies, W. Ziegler: *Optimierung einer elektrostatischen Transferlinse mit genetischen Algorithmen*. Optik Supplement 6, Vol. 100 (1995), 3.
- [Haw96] P. W. Hawkes, E. Kasper: *Principles of Electron Optics*. Vol. 1: *Basic Geometrical Optics* Academic Press (1996), London.
- [Pli96] E. Plies: *Vorlesung Teilchenoptik I und II* gehalten im WS 1996/97 und SS 1997. Universität Tübingen 1997.
- [Sik96] R. Sikeler: *Hochauflösende Niederenergie-Elektronenbildwandler mit CCD-Bildsensor*. Dissertation. Universität Tübingen, 1996.
- [Sta96] M. van der Stam: *Computer Assistance for the pre-design of Charged Particle Optics*, Ph.D. Thesis. University of Technology, Delft, 1996.
- [Tsu96] K. Tsuno, J. Rouse: *Simulation of Electron Trajectories of Wien-Filter for High-Resolution EELS Installed in TEM*. J. Electron Microsc. **45** (1996) 417-427.
- [Kim97] H. S. Kim et. al: *Performance of ZrO/W Schottky emitters at reduced temperatures*. J. Vac. Sci. Technol. **B 15** (1997) 2284- 2288.
- [Kre97] A. Kreuzenbeck: *Konstruktion und Aufbau eines elektronenoptischen Prüfstandes zur Bestimmung des Richtstrahlwerts eines Schottky-Emitters*. Diplomarbeit. Universität Tübingen, 1997.

- [Web97] T. Weber: *Aufbau eines Elektronenenergieanalysators nach Möllenstedt und Adaption eines Slowscan-CCD-Kamerasystems*. Diplomarbeit. Universität Tübingen, 1997.
- [Bär99] J. Bärtele: *Berechnung und Entwurf eines elektrostatischen 12-Pol-Elements*. Diplomarbeit. Universität Tübingen, 1999.
- [Har99] A. Harscher: *Elektronenholographie biologischer Objekte: Grundlagen und Anwendungsbeispiele*. Dissertation. Universität Tübingen, 1999.
- [Hub99] A. Huber, E. Plies: *Numerical ray tracing of electrons in different 3D fringing fields of spherical deflectors*. Proceedings of SPIE, Vol. 3777, SPIE - The International Society for Optical Engineering, Bellingham, USA (1999), 264-274.
- [Kah99] F. Kahl: *Design eines Monochromators für Elektronenquellen*. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, 1999.
- [Kne99] G. Knell: *Optimierung von magnetisch- elektrostatischen Detektor-Objektivlinsen für die Niederspannungs- Rasterelektronenmikroskopie*. Dissertation. Universität Tübingen, 1999.
- [Moo99] H.W. Mook, P. Kruit: *Optics and design of the fringe field monochromator for a Schottky field emission gun*. Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A **427** (1999) 109-120.
- [Ros99] H. Rose: *Prospects for realizing a sub-Å sub-eV resolution EFTEM*. Ultramicroscopy **78** (1999) 13-25.
- [Tie99] P. C. Tiemeijer: *Measurement of Coulomb interactions in an electron beam monochromator*. Ultramicroscopy **78** (1999) 53-62.
- [Bat00] P. E. Batson, H. W. Mook, P. Kruit: *High Brightness Monochromator for STEM*. Inst. Phys. Conf. Ser. No **165**: Symposium **6** (2000), 213-214.
- [Ehr00] L. Ehrhardt: *Prozessierung von ZrO/W- Schottky-Emittern*. Diplomarbeit. Universität Tübingen, 2000.
- [Hub00] A. Huber, E. Plies: *Simulation of electron trajectories in the 3D field of two coupled hemispherical electrostatic deflectors*. Proceedings of EUREM 12, Vol. III, EUREM 12 - 12th European Congress on Electron Microscopy, Brno, Czech Republic (2000), I473-I474.
- [Kra00] H. Kraus: *Bestimmung der energetischen Boersch-Verbreiterung in der Raumladungszone einer Glühemissionskathode*. Dissertation. Universität Tübingen, 2000.
- [Moo00] H. W. Mook, P. Kruit: *Construction and characterization of the fringe field monochromator for a field emission gun*. Ultramicroscopy **81** (2000) 129-139.
- [Mue00] H. Müller: *A Coherence Function Approach to Image Simulation*. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, 2000.

- [Tan00] M. Tanaka et al: *An 0.2eV energy resolution analytical electron microscope*. Inst. Phys. Conf. Ser. No **165**: Symposium **6** (2000), 211-212.
- [Ger01] V. Gerheim: *Ein Projektivsystem mit variabler Vergrößerung für energiefilternde Elektronenmikroskope*. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, 2001.
- [Lan01] G. Lang: *Charakterisierung und Optimierung des CM30-Spezial Tuebingen Elektronenmikroskops für die hochauflösende Bildebenen-off-axis Elektronen-holographie*. Dissertation. Universität Tübingen, 2001.
- [Vee01] A. H. V. van Veen, C. W. Hagen, J. E. Barth, P. Kruit: *Reduced brightness of ZrO/W Schottky electron emitter*. J. Vac. Sci. Technol. **19(6)** (2001) 2038-2044.
- [Bla02] C. Blanke: *Design eines Wien-Filter-Monochromators*. Diplomarbeit. Universität Tübingen, 2002.
- [Hub02] A. Huber, J. Bärtle, E. Plies: *First Experiences with an electrostatic electron monochromator of the Ω -type*. Proc. of the 15th Intern. Congr. on Electron Microscopy, Durban, South Africa (2002) **Vol. 3** 43-44.
- [Kie02] M. Kienle: *Aufbau und Erprobung eines außeraxialen Vielkanalspektrometers für Sekundärelektronen*. Dissertation. Universität Tübingen, 2002.
- [Mit02] C. Mitterbauer et. al.: *High energy resolution EELS using a monochromized 200kV TEM: Comparative investigation of the $TiL_{2,3}$ edge of rutile (TiO_2)*. 15th Int. Congr. on Electron Microscopy ICEM Vol. 3, Durban, 2002. 121-122.
- [Pli02a] E. Plies: *Simplified computation of third-rank image aberrations of electron-optical systems with curved axis*. Ultramicroscopy **93** (2002) 305-319.
- [Pli02b] E. Plies, A. Huber, J. Bärtle: European Patent Nr.: 01126990.9-2208 vom 12.12.2000.
- [Ben03] G. Benner et. al.: *State of the First Aberration-Corrected, Monochromized 200 kV FEG-TEM*, Microsc. Microanal. Vol. **9** (2003), 38-39.
- [Pli03] E. Plies, J. Bärtle: *Proposal of a Novel Highly Symmetric Wien-Filter-Monochromator*. Microsc. Microanal. **9** (Suppl. 3), 2003, 28-29.
- [Bär04] J. Bärtle: *A tool to calculate the paraxial properties of electron optical systems*, 9th Seminar on Recent Trends in Charged Particle Optics and Surface Physics Instrumentation, Brno (2004), 13-14.
- [Hub04] A. Huber, J. Bärtle, E. Plies: *Experiences with an electrostatic Ω -monochromator for electrons*. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. **A** 519 (2004), 320-324.
- [Lut04] Y. Lutsch: *Miniaturisierte elektrostatische Linsen aus konventionellen Blenden für die hochauflösende Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskopie*. Dissertation. Universität Tübingen, 2004.

- [Ros04] H. Rose: *Outline of an ultracorrector compensating for all primary chromatic and geometrical aberrations of charged-particle lenses*. Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A **519** (2004) 12-27.
- [Ste05] S. Steinbrecher: *A Unified Monte Carlo Approach for Quantitative Standardless X-Ray Fluorescence and Electron Probe Microanalysis inside the Scanning Electron Microscope*. Dissertation. Universität Tübingen, 2005.
- [Ben06] G. Benner et. al.: *Performance of a FEG with OMEGA-type monochromator*, Proceedings of IMC16, Sapporo, Japan (2006) **Vol.2**, 1132.
- [Maa06] D. Maas et. al.: *Electrostatic Aberration Correction in Low-Voltage SEM*, Proceedings of CPO7, Cambridge (2006), 84-85.
- [MEBS] MEBS Ltd.: www.mebs.co.uk.

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit will ich es nicht versäumen, all jenen zu danken, die mich unterstützt und über die Zeit auf meinem Weg begleitet und somit das Gelingen dieser Arbeit ermöglicht haben:

Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. E. Plies für die Vergabe und Betreuung dieser Arbeit, die Aufnahme als Doktorand in seine Arbeitsgruppe, seine Unterstützung und sein Interesse sowie die zahlreichen und wertvollen Diskussionen und Gespräche.

Herrn Dr. Stefan Steinbrecher für die fächerübergreifende Zusammenarbeit. Egal ob beim Backgammon spielen oder beim ZrO/W-Emitter untersuchen, beim Wechseln von Dichtungen oder beim Zubereiten pfälzer Spezialitäten, sei es beim Schnellboot fahren auf dem Gardasee oder beim Vorbereiten von Vorträgen, ohne ihn wäre die Zeit nicht so bunt gewesen.

Herrn Dipl.-Phys. Armin Huber für die äußerst erquickliche Zusammenarbeit am Monochromator, sei es in der Hochspannungshalle oder im Büro. Zwar werden wir hinsichtlich maritimer Fortbewegungsmittel vermutlich nie einer Meinung sein, doch tut dies der gemeinsamen Zeit keinen Abbruch.

Herrn Dr. M. Rauscher für sein immer offenes Ohr in allen Belangen. Dr. Rauscher ging der „reinen“ Elektronenoptik nach seiner Diplomarbeit leider verloren, aber vielleicht besteht die Hoffnung, dass diese Arbeit den Mangel zumindest neutralisiert.

Den Damen und Herrn Dr. M. Kienle, Dr. Y. R. Lutsch, Dipl.-Phys. S. Schubert, Dipl.-Phys. B. Schröppel, Dipl.-Phys. K. Marianowski und Dipl.-Phys. T. Weber für die gute Zusammenarbeit-

Den Herrn Dipl.-Ing. B. Degel, Dipl.-Ing. M. Wehner, Dipl.-Ing. R. Schmid und Herrn Dipl.-Ing. W. Strohmaier für den Support in technischer und elektrischer / elektronischer Hinsicht,

der E-Werkstatt sowie der mechanischen Werkstatt, insbesondere Herrn Kehrer, für die gewissenhafte Bearbeitung meiner zahlreichen Aufträge,

sowie allen anderen ehemaligen und aktuellen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Plies und des Instituts für Angewandte Physik für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Den „Sponsoren“ dieser Arbeit, der Firma Carl Zeiss NTS GmbH für die gewährte finanzielle und materielle Unterstützung und der DFG für die gewährte finanzielle Unterstützung.

Meiner Mutter für Ihre Unterstützung, die mein Studium und diese Arbeit erst ermöglicht hat

und natürlich Elisabeth, meiner ehemaligen Freundin und heutigen Frau. Sie interessiert sich zwar nicht für Wien Filter oder Kugelkondensatoren, auch zeigt sie sich von magnetischen Störfeldern recht unbeeindruckt - trotzdem konnte ich mich immer auf ihre Unterstützung und ihr Verständnis verlassen.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Jan Christian Bärtle
Geburtsdatum: 13.01.1972
Geburtsort: Reutlingen
Familienstand: Verheiratet, zwei Kinder
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulische Ausbildung:

1978-1982 Grundsschule Innenstadt in Tübingen
1982-1991 Wildermuth-Gymnasium in Tübingen

Studium:

1993-1999 Studium der Physik an der Universität Tübingen
Abschluss als Diplom-Physiker
Die Diplomarbeit mit dem Titel *Berechnung und Entwurf eines elektrostatischen 12-Pol-Elements* wurde am Institut für Angewandte Physik der Eberhard-Karls-Universität Tübingen in der Arbeitsgruppe von Prof. Plies durchgeführt.

Promotion:

1999-2008 Promotion am Institut für Angewandte Physik der Eberhard-Karls-Universität Tübingen bei Prof. Plies mit dem Thema *Theoretische und experimentelle Arbeiten zu Monochromatoren für die Elektronenmikroskopie*.

Beruflicher Werdegang:

1999-2005 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Physik der Eberhard-Karls-Universität Tübingen
seit 2005 Mitarbeiter der *pro beam AG & Co. KGaA*

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten:

Baumann, Clement, Fässler, Fischer, Gaukler, Grabmayr, Hartmann, Hübener, Kaufmann, Kern, Kümmerer, Lutz, Prandl, Plies, Schief, Schmid, Schopol, Schwenk, Staudt, Stumpf, Wagner, Wolff.