Aufbau und Erprobung eines außeraxialen Vielkanalspektrometers für Sekundärelektronen

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

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

vorgelegt von

Martin Kienle

aus Böblingen

2002

Tag der mündlichen Prüfung:	8.11.2002
Dekan:	Prof. Dr. H. Müther
1. Berichterstatter	Prof. Dr. E. Plies
2. Berichterstatter	Prof. Dr. O. Eibl

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung 5

2 Beschreibung der Hochstromsäule 7

2.1 Gesamtaufbau des Elektronenstrahltesters....7
2.2 Funktionsweise der Elektronensäule....9
2.3 Strahlkopf mit separater Extraktionsanode....11

3 Wien-Filter 14

3.1 Einführung....14
3.2 Wien-Filter mit elektrostatischem 8-Pol und Sattelspulen....17
3.3 Numerische Berechnung des Wien-Filters....20
3.4 Konstruktive Ausführung des Wien-Filters....24

4 Elektronenspektrometer 26

4.1 Einleitung....26
4.2 Spektrometerkenngrößen....31
4.3 Spektrometervarianten....35
4.4 Spezielle Spektrometeranforderungen....38

5 Außeraxiales Mehrkanalspektrometer 40

5.1 Der Kugelsektor....41
5.1.1 Potentialverteilung im Sektorfeld....41
5.1.2 Optische Eigenschaften des Sektorfeldes....43
5.1.3 Dispersion und theoretische Energieauflösung....44
5.2 Elektrostatische Zoomlinse mit Quadrupolelektrode....45
5.2.1 Einfluß des Quadrupols....49
5.3 Bildwandlerkette....51
5.3.1 Szintillator....51
5.3.2 Lichtoptik....52
5.3.3 CCD-Kamera....53
5.3.4 Theoretische Leistungsfähigkeit des Systems....55
5.4 Konstruktion und Aufbau des Spektrometers....57

6 Numerische Berechnungen 62
6.1 Elektronenoptische Simulationsprogramme 62
6.2 Simulation des außeraxialen Vielkanalspektrometers 63
6.2.1 Einleitung 63
6.2.2 Der Primärelektronenstrahlengang 64
6.2.3 Ray-Tracing der Sekundärelektronen 66

7 Elektronenstrahlmesstechnik 70
7.1 Potentialkontrast 71
7.2 Quantitative Spannungsmessung 72
7.3 Alternative Methoden in der Elektronenstrahlmesstechnik: SEBIV 73

8 Experimente 77
8.1 Justage der elektronenoptischen Säule 77
8.1.1 Abgleich und Test der Wien-Filter 78
8.2 Betrieb als Niederenergiesonde 80
8.2.1 Justage der Niederspannungssäule 80
8.2.2 Abbildender Modus 81
8.2.3 Quantitative Spannungsmessung 85
8.2.4 Lokaler Feldeffekt (LFE) 92

9 Zusammenfassung 94

10 Anhang 97
10.1 Sattelspulenherstellung 97
10.2 Vakuumhartlöten 97
10.2.1 Auswahl der Materialien 98
10.2.2 Lötprozess 99
10.2.3 Nachbearbeitung 99
10.3 Berechnung der Multipolkoeffizienten des elektrostatischen Quadrupols 100
10.4 Berechnung des virtuellen Startpunktes für Sekundärelektronen 102

Literaturverzeichnis 104

Abkürzungen und Symbole 109

1 Einleitung

Elektronenstrahltester sind bei der Herstellung von Integrierten Schaltkreisen (ICs) ein nicht mehr verzichtbares Werkzeug geworden. Sie werden bei der Fehleranalyse eingesetzt und unterstützen den Designprozess bei der Neuentwicklung von immer komplexer werdenden Strukturen und Schaltungen. Diese Geräte beruhen auf der Entdeckung des Potentialkontrastes im Rasterelektronenmikroskop (SEM) im Jahre 1957 durch Oatley und Everhart [1] und der quantitativen Spannungsmessung mittels eines Spektrometers im Jahre 1968 durch Wells und Bremer [2].
Bis in die Mitte der achtziger Jahre waren die ersten funktionierenden Elektronenstrahltester einfach modifizierte Rasterelektronenmikroskope mit einem Strahlaustastsystem und einem meist planaren Gegenfeldspektrometer. Die schnell fortschreitende Miniaturisierung der Bauteile in der Halbleitertechnik bei gleichzeitiger Verringerung der Betriebsspannung hat es aber erforderlich gemacht, speziell für die Elektronenstrahlmesstechnik entwickelte Geräte auf den Markt zu bringen. Diese zeichnen sich aus durch einen hohen Strahlstrom für geringe Messzeiten und besonders auf die Elektronenoptik der Primärelektronen (PE) abgestimmte Spektrometer. Heutige Geräte müssen auf Leiterbahnen mit Linienbreiten kleiner als 0,25 µm messen, auf denen Signale im Gigahertzbereich laufen. Die Spannungsauflösung muss, bedingt durch die sinkenden Betriebsspannungen, im mV-Bereich sein. Es gibt natürlich ausreichend Kontaktierungsmöglichkeiten für die ICs, so dass der Chip unter regulären Betriebsbedingungen getestet werden kann.
Die wichtigsten Kriterien für einen Elektronenstrahltester sind seine Spannungsauflösung und die messbare Taktrate, bei der Spannungsverläufe auf dem Chip noch stroboskopisch gemessen werden können. Im Rahmen dieser Arbeit wird nur besonderer Wert auf die Spannungsauflösung der Hochstromsonde gelegt, die durch das außeraxiale Vielkanalspektrometer als Herzstück des Systems bestimmt wird.
In den vergangenen Jahren wurden immer wieder verschiedene Mehrkanaldetektoren für die Elektronenstrahlmesstechnik vorgeschlagen, aber nur teilweise und mit geringem Erfolg realisiert. Eine Umsetzung für praktische Applikationen gibt es noch nicht. Im Gegensatz zu scannenden Einkanaldetektoren werden die Spektren nicht mehr seriell aufgenommen, sondern alle Energien simultan aufgezeichnet. Die augenfälligsten Vorteile sind die geringere Messdauer und ein besseres Signal/Rausch Verhältnis [3].
Ziel dieser Arbeit war es, ein Vielkanalsekundärelektronenspektrometer aufzubauen, welches eine vergleichbare oder sogar bessere Spannungsauflösung aufweist als herkömmliche Gegenfeldspektrometer bei wesentlich kürzeren Messzeiten. Als Anwendung galt die quantitative Bestimmung von Leiterbahnpotentialen auf integrierten Schaltkreisen und die Untersuchung von Nachbarschaftseffekten von

Leiterbahnen, die auf unterschiedlichem Potential liegen. Besonderes Augenmerk wurde darauf gelegt, dass der Primärelektronenstrahl möglichst wenig vom Spektrometer beeinflusst wird, was durch den Einsatz von 2 Wien-Filtern zur Abtrennung der Sekundärelektronen (SE) aus dem PE-Strahlengang realisiert wurde. Für kurze Aufnahmezeiten mit einem Vielkanalspektrometer, bei dem die gesamte interessierende Energiebreite des Sekundärelektronen Spektrums von 0-4 eV parallel in bis zu 1280 Kanälen detektiert wird, ist es erforderlich, mit Sondenströmen von $I_S \geq 50nA$ zu arbeiten. Solche hohen Sondenströme wurden realisiert durch Verwendung eines elektronenoptischen Konzeptes, bei dem als Quelle eine ZrO/W-Schottky-Kathode verwendet wird und die Sonde durch eine 1:1 Abbildung der virtuellen Quelle auf die Probe abgebildet wird. Dies geschieht in einem 2-linsigen System bestehend aus Kondensor (Single Pole Condenser Lens, SPCL) und Immersionsobjektivlinse (Single Pole Immersion Objective Lens, SPIOL) die einen telezentrischen Strahlengang ohne Zwischen-Cross-Over bilden. Zur Vermeidung von Probenschädigungen wird mit einer Landeenergie der Primärelektronen (PE) auf der Probe von $E_P = 1keV$ gearbeitet.
Die vorliegende Arbeit gliedert sich in folgende Teile. In Kapitel 2 wird der Gesamtaufbau und die Funktionsweise der Hochstromsäule erklärt. In Kapitel 3 werden zuerst verschiedene Wien-Filter aus der Literatur diskutiert und anschließend das hier verwendete aberrationsarme Wien-Filter vorgestellt. Sowohl die Berechnungen als auch die Herstellung werden beschrieben. In Kapitel 4 werden verschiedene Elektronenspektrometer vorgestellt und die Spektrometerkenngrößen erklärt. Es werden verschiedene Varianten für ein außeraxiales SE-Spektrometer diskutiert und bewertet. Im Anschluß daran werden die Anforderungen an das hier einzusetzende Spektrometer erläutert. In Kapitel 5 werden dann ausführlich die einzelnen Komponenten des außeraxialen Vielkanalspektrometers beschrieben. Ein besonderer Schwerpunkt liegt auf dem Kugelsektor und der elektrostatischen Zoomlinse. Kapitel 6 beschäftigt sich mit der für elektronenoptische Probleme zunehmend wichtiger werdenden numerischen Berechnung von Einzelkomponenten und ganzen Systemanordnungen. In Kapitel 7 werden einige Auszüge aus der Elektronenstrahlmesstechnik erklärt, die für diese Arbeit wichtig sind. In Kapitel 8 werden dann die mit dem Spektrometer erzielten Ergebnisse vorgestellt. Hier wird unterschieden zwischen abbildenden Resultaten, also „energiegefilterten“ Aufnahmen und quantitativ bestimmten Spannungsauflösungen des Spektrometers. Außerdem werden die Einflüsse benachbarter Spannungen (Lokaler Feldeffekt 1 und 2) auf die Messgenauigkeit diskutiert. In Kapitel 9 folgt dann eine Zusammenfassung aller Ergebnisse und Erkenntnisse gefolgt von einem Ausblick auf weitere Verbesserungsmöglichkeiten.
Im Anhang befinden sich ergänzende Informationen zur Sattelspulenherstellung, zum Vakuumlöten, zur Berechnung von Multipolkoeffizienten eines elektrostatischen Quadrupols und eine Berechnung des virtuellen Startpunktes von Sekundärelektronen, die in einem elektrostatischen Längsfeld beschleunigt werden.

2 Beschreibung der Hochstromsäule

2.1 Gesamtaufbau des Elektronenstrahltesters

Die verwendete Elektronensäule ist eine Niederenergie-Hochstrom-Elektronensäule mit Schottkykathode, 8-Pol Wien-Filtern und Immersionsobjektivlinse. Das Grundgerüst des Gerätes besteht aus Komponenten des kommerziellen Elektronenstrahltesters ICT 9020 der Firma ICT. Die elektronenoptische Säule des Gerätes wurde im Rahmen der Doktorarbeit von S. Beck [4] am Institut für Angewandte Physik (IAP) der Universität Tübingen entwickelt und aufgebaut. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die bestehenden Wien-Filter durch aberrationsärmere 8-Pol Wien-Filter ersetzt und das Mehrkanalsekundärelektronenspektrometer entwickelt und eingebaut. Ferner wurde während dieser Arbeit ein neuer Strahlkopf mit verbesserter Ultrahochvakuum (UHV)-Tauglichkeit und separater Absaugelektrode adaptiert. Die Druckstufe zwischen UHV und Hochvakuum (HV)-Bereich, die gleichzeitig als limitierende Blende dient, wurde neu konzipiert und ermöglichte eine Vakuumverbesserung im UHV von 8×10^{-9} mbar auf 2×10^{-9} mbar.
Der schematische Aufbau der Elektronensäule ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Als Strahlerzeuger wird ein ZrO/W (100) Schottky-Emitter eingesetzt, der im UHV betrieben wird. Die Kondensorlinse ist eine sogenannte Single Pole Condensor Lens (SPCL), deren Magnetfeld auf die Kathode übergreift, was günstige Eigenschaften für die Strahlaberrationen zur Folge hat. Im unteren Linsenkörper der Kondensorlinse befindet sich ein magnetischer Doppelablenker, um die Primärelektronen auf die Aperturblende zu justieren, die gleichzeitig auch als Druckstufe zwischen UHV und HV dient. Die Druckstufe besteht aus einer 200 µm Aperturblende, die in einen Blendenhalter (siehe Abbildung 2.2) eingepreßt ist, welcher selbst in ein Strahlführungsrohr eingesetzt wird. Durch den Einsatz von Strahlführungsrohren wird das zu evakuierende Volumen des Rezipienten beträchtlich verringert. Bisher wurde in der Apparatur der Blendenhalter ohne Dichtringe in dem Strahlführungsrohr fixiert was ein konstantes Überströmleck außerhalb der Blendenöffnung zur Folge hatte. Es wurde deshalb ein neuer Blendenhalter gebaut, der mit 2 Vitondichtungen ausgestattet ist und in das Rohr eingepreßt wird.
Unterhalb des Doppelablenkers befindet sich der Stigmator zur Korrektur des Astigmatismus und zum Ausgleich der Zylinderlinsenwirkung der Wien-Filter, wenn diese erregt sind. Nach dem Stigmator folgen zwei baugleiche Wien-Filter und eine Immersionsobjektivlinse, die die Sonde formt. In der Objektivlinse sieht man noch die

Rasterspulen und in der Probenkammer befindet sich ein gewöhnlicher Everhart-Thornley-Detektor.

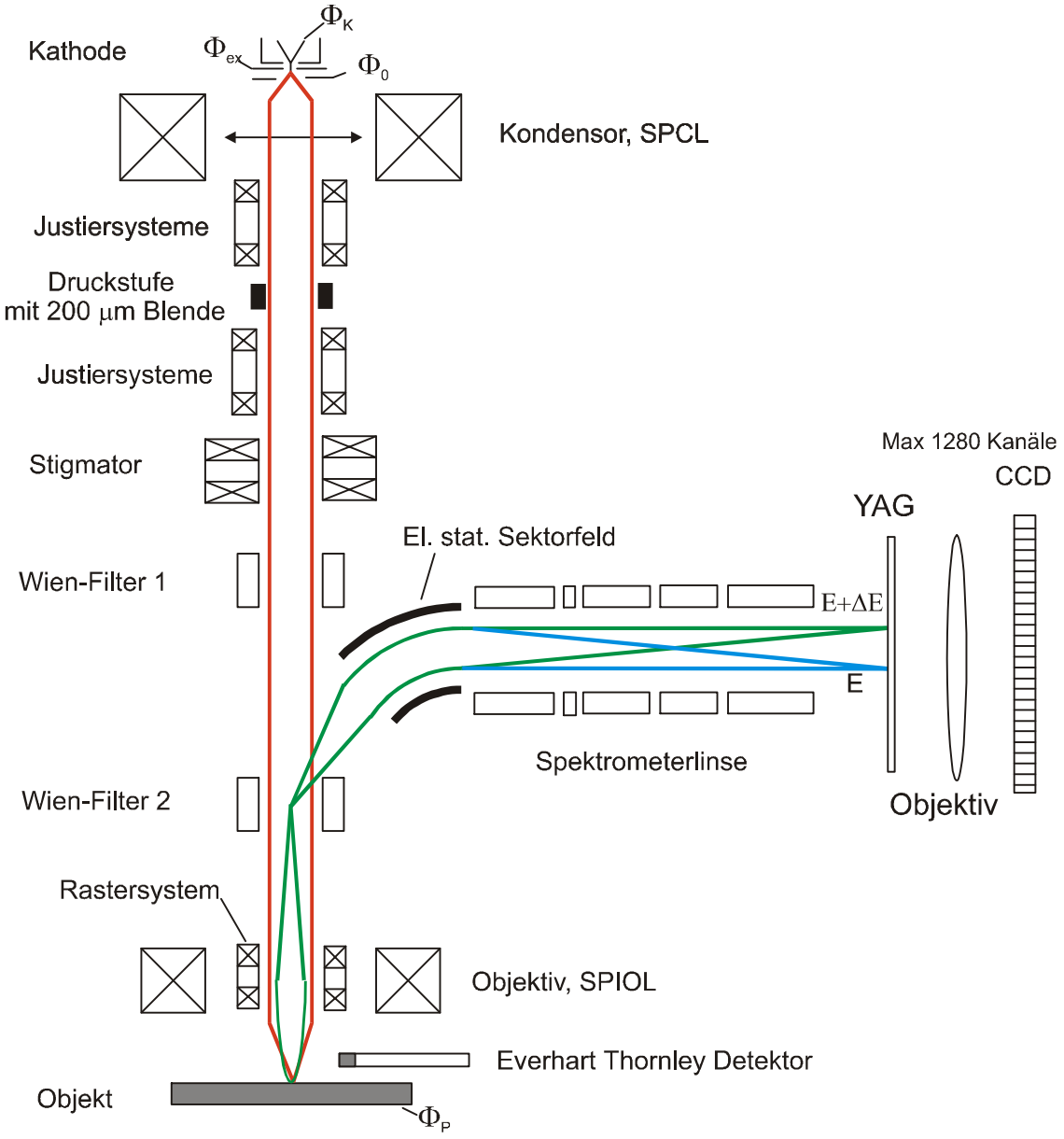


Abbildung 2.1: Gesamtaufbau der Niederenergie-Hochstrom-Elektronensäule. Als Kathode wird ein ZrO/W (100) Schottky-Emitter eingesetzt. Der Primärelektronen (PE)-Strahlengang erzeugt im Niederspannungsbetrieb eine Sonde von 50nm ∅ und 50nA Sondenstrom bei einer Landeenergie von 1keV. Das Sekundärelektronen (SE)-Spektrum kann im außeraxialen Spektrometer auf bis zu 1280 Kanälen parallel detektiert werden. Die SE werden über das Wien-Filter 2 ausgelenkt und mittels Kugelsektor und Zoomlinse auf dem YAG-Szintillator dispersiv abgebildet. Anschließend wird das Spektrum über eine Lichtoptik und eine CCD-Kamera aufgezeichnet und mit einer Bildverarbeitungssoftware ausgewertet.

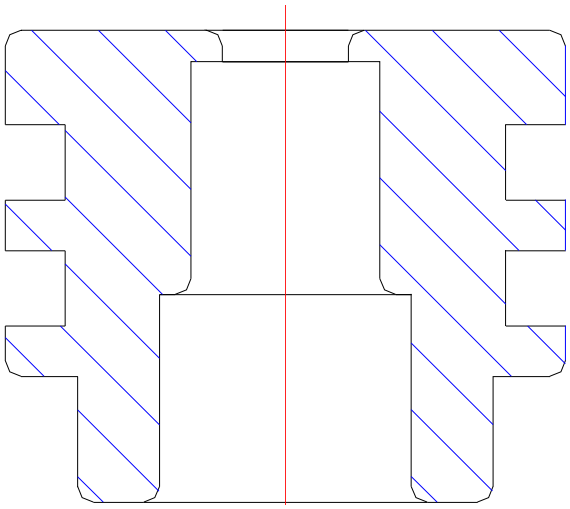


Abbildung 2.2: Neu konstruierter Aperturblendenhalter, der gleichzeitig als Druckstufe zwischen UHV- und HV-Bereich wirkt. An der Außenseite sind die beiden Einstiche zu sehen, in die die Vitondichtungen eingesetzt werden. Die 200 µm Blende wird von unten in den Halter eingesetzt und mit einem Klemmring fixiert.

Das Spektrometer befindet sich oberhalb der Immersionsobjektivlinse, durch welche die SE im Niederenergie-Betrieb hindurch beschleunigt werden und anschließend durch das Wien-Filter 2 (siehe Abbildung 2.1) in Richtung des Spektrometers ausgelenkt werden. Das Spektrometer besteht aus einem Kugelsektor, der als dispersives Element wirkt und einer anschließenden Zoomlinse mit zusätzlichen Quadrupolelektroden. Das SE-Spektrum wird mittels YAG[1]-Kristall und Vergrößerungsoptik auf einem CCD-Chip detektiert.
Eine detaillierte Beschreibung des PE-Strahlengangs und die charakteristischen Eigenschaften der Kondensorlinse SPCL (Single Pole Condensor Lens) sowie der Objektivlinse SPIOL (Single Pole Immersion Objective Lens) sind bei Beck [4] beschrieben. Die wichtigsten Merkmale der Elektronensäule werden hier jedoch kurz zusammengefaßt.

2.2 Funktionsweise der Elektronensäule

Zur Elektronenerzeugung wird eine Schottky-Kathode mit einer virtuellen Quellgröße von 10-30nm eingesetzt. Das System hat einen telezentrischen Strahlengang ohne Cross-Over und bildet die virtuelle Quelle im Maßstab 1:1 auf die Probe ab. Dazu erzeugt der Kondensor einen parallelen Elektronenstrahl der durch eine Aperturblende begrenzt wird. Im Inneren des Kondensors befinden sich (wie oben beschrieben) zwei Ebenen von Justierspulen sowie der Stigmator. Die Objektivlinse fokussiert den parallelen Strahl auf die Probe und erzeugt so die Sonde. Für den Betrieb der Elektronensäule gibt es zwei Betriebsmodi, die im folgenden beschrieben werden.

[1] YAG = Yttrium Aluminium Granat

„Hochspannungsbetrieb“
In diesem Betrieb der Säule ist es möglich, die Kathode auf $\Phi_K = -9$ kV zu legen. Bei einem Probenpotential von $\Phi_P = 0$ V bedeutet das eine Landeenergie der PE von 9 keV auf der Probe. In diesem Modus können die SE mit dem in der Probenkammer angebrachten Everhart-Thornley-Detektor abgesaugt und detektiert werden. In diesem Betrieb ist nur eine Bilddarstellung möglich. Im Hochspannungsbetrieb sind beide Wien-Filter ausgeschaltet und die elektrischen Platten befinden sich auf Probenpotential $\Phi_P = \Phi_0 = 0$V.

„Niederenergiebetrieb“
Dieser Betriebsmodus kann erst eingestellt werden, wenn vorher das Sytem im Hochspannungsbetrieb justiert wurde. Anschließend werden beide Wien-Filter erregt und für PE mit einer Energie von 9 keV abgeglichen.
Die Kathode wird jetzt auf ein negatives Potential von $\Phi_K = -1$ kV gelegt und der Rest der Säule inklusive Wien-Filter auf $\Phi_0 = +8$ kV. Die Probe liegt wieder auf Erdpotential, was eine Landeenergie der PE von 1 keV ergibt. Der Primärelektronenstrahl wird also durch die gesamte Säule auf einer hohen Energie von 9 keV gehalten und erst unmittelbar vor dem Objekt nach der Objektivlinse auf die gewünschte Landeenergie von 1 keV abgebremst (siehe Abbildung 2.3 rechts) .
Dadurch lassen sich Anfälligkeiten der Säule gegen Streufelder und die Coulomb-Wechselwirkungen der Elektronen untereinander (Boersch-Effekt) reduzieren. Die Objektivlinse ist eine kombiniert elektrisch- und magnetische Linse, bei der innerhalb des magnetischen Polschuhs ein Strahlführungsrohr sitzt, welches ebenfalls auf $\Phi_0 = +8$ kV liegt. Durch das anliegende Beschleunigungsfeld zwischen Probe und Objektivlinse werden die SE von der Probe abgesaugt und durch sie hindurchbeschleunigt. Im anschließenden Wien-Filter 2, das für die PE abgeglichen ist, werden die SE in Richtung des Spektrometers abgelenkt. Coulombkraft und Lorentzkraft im Wien-Filter addieren sich jetzt aufgrund der umgekehrten Bewegungsrichtung der SE im Vergleich zu den PE. Durch geschickte Anordnung des Rastersystems in der SPIOL [5] konnte ein Weg gefunden werden, einen fast auf der Achse stehenden SE-Strahl zu erzeugen, unabhängig von der Rasterbewegung des PE-Strahls. Dies ermöglicht in Verbindung mit dem Wien-Filter 2 eine einfache Detektierung der SE durch die Objektivlinse hindurch. Das Wien-Filter 1 dient nur zur Kompensation der dispersiven Wirkung und der Öffnungsfehler zweiter Ordnung des Wien-Filters 2 und ist deshalb mit entgegengesetzter Polarität geschaltet.
Im anschließenden Mehrkanalspektrometer werden die Elektronen dispersiv aufgespalten und mittels YAG-Kristall in Licht umgewandelt. Da die SE hier nicht abgebremst werden, muß das gesamte Spektrometer einschließlich YAG-Kristall ebenfalls auf +8 kV liegen. Abschließend wird das Spektrum mittels Lichtoptik und CCD-Kamera aufgezeichnet. Optional kann auch das aufintegrierte Signal des SE-Spektrums wieder zur einfachen Bildaufzeichnung herangezogen werden.

„Alternative Spannungsbelegungen“
Die für den Niederenergiebetrieb beschriebenen Werte von Kathodenpotenial und Säulenpotential ist nur eine mögliche Variante der Potentialbelegungen. Insbesondere

für die Variation der Landeenergie der PE läßt sich natürlich das Kathodenpotential verändern. Im Rahmen dieser Arbeit wurde jedoch immer mit einer Landeenergie von 1 keV im Nierdenergiebetrieb gearbeitet, was ein Kathodenpotenial von –1kV bedeutet. Allerdings wurde im Kapitel 6 bei den numerischen Berechnungen und vor allem in Kapitel 8 bei den Experimenten, von der Möglichkeit gebrauch gemacht, das Säulenpotential zu verändern. Die Ursache dafür war der komplexe manuelle Justagevorgang, der nicht jedesmal für alle Betriebsmodi gleich gut durchgeführt werden konnte. Eine Variation des Säulenpotentials, bedeutet natürlich jedesmal eine komplette Neujustage der Elektronensäule einschließlich der beiden Wienfilter und des Spektrometers. Dieser Vorgang würde sich durch eine Computerunterstütze Justage erleichtern lassen, bei dem die Spannungswerte der einzelnen Komponenten auf einem Speichermedium hinterlegt werden und bei Bedarf wieder abgefragt werden können. Dies ist aber bei dem experimentellen Aufbau in dieser Arbeit nicht vorgesehen. In Tabelle 2.1 sind alle vorkommenden Niederenergie Betriebsmodi und auch der Hochspannungsmodus zusammengefasst.

Betriebsmodus	Kathodenpotential Φ_K	Säulenpotential Φ_0
Hochspannungsbetrieb	-9 kV	0 kV
Niederenergiebetrieb 1	-1 kV	9 kV
Niederenergiebetrieb 2	-1 kV	8 kV
Niederenergiebetrieb 3	-1 kV	7 kV

Tabelle 2.1: Potentialbelegungen von Kathode und Säulenkomponenten bei unterschiedlichen Betriebsmodi der Elektronensäule. Das Probenpotential liegt immer auf $\Phi_P = 0$ V.

2.3 Strahlkopf mit separater Extraktionsanode

Wie bereits in obigem Abschnitt erwähnt wurde zur Strahlerzeugung ein neuer Strahler mit Extraktionsanode eingesetzt. Bisher war es notwendig zum Umschalten von dem Hochenergiebetrieb auf den Niederenergiebetrieb die Kathode auszuschalten. Dies lag daran, dass zum Umschalten der Polarität des Kathodenpotentials die Spannung herunter gefahren werden musste und bedeutete bei jedem Umschaltvorgang eine Änderung der Strahlparameter bezüglich Sondenstrom und Justage. Durch die Adaption eines Strahlkopfes mit separater Extraktionselektrode (Abbildung 2.3) konnte dieses Problem behoben werden. Der Nullpunkt der Spannungsversorgung des Extraktors liegt direkt auf Kathodenpotential, so dass die Absaugspannung zwischen Kathode und Extraktor immer konstant gehalten werden kann, wenn das Kathodenpotential variiert wird. Das heißt dem Extraktorpotential wird immer automatisch das Kathodenpotential aufaddiert. Dies hat nicht nur konstante Strahlparameter zur Folge, sondern ermöglicht auch noch einen weiteren Freiheitsgrad bei der Einstellung des Sondenstromes. Die Extraktionsspannung kann jetzt unabhängig von der Beschleunigungsspannung eingestellt werden.
Der Einfluß der zusätzlichen Extraktionselektrode auf die virtuelle Quellgröße der Kathode wird im folgenden abgeschätzt.

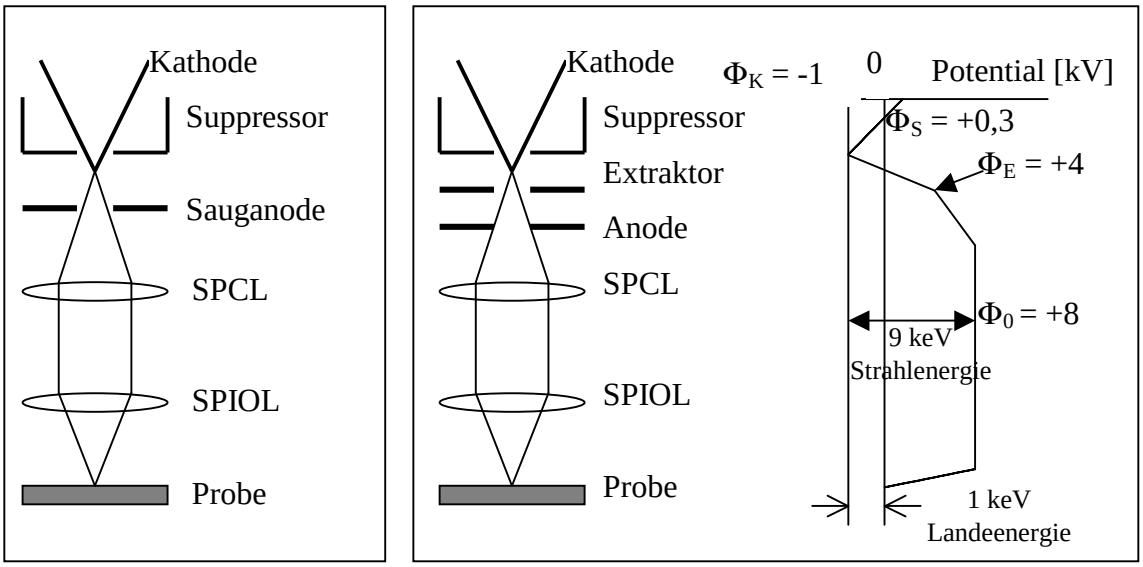


Abbildung 2.3: Schematische Anordnung der Elektronensonde. Links: ohne Extraktor, Rechts: mit separatem Extraktor und Potentialverlauf in der Säule

Extraktionselektrode und Anode bilden jetzt eine zusätzliche elektrostatische Linse mit einem Öffnungsfehler,

$$C_S(M) = C_{S0} + C_{S1}M^{-1} + C_{S2}M^{-2} + C_{S3}M^{-3} + C_{S4}M^{-4} \cdots \qquad (2\text{-}1)$$

M ist die Vergrößerung der Linse und C_{si} ist der Öffnungsfehler - i-ter Potenz von M. Die Linse hat ein Verhältnis von Bohrungsdurchmesser S ($S_{Extraktor} = S_{Anode}$) zu Elektrodenabstand G von G/S =1. Bei einer für Schottky-Emitter typischen Extraktionsspannung[2] von V_1 = 5 kV am Extraktor und einer Beschleunigungsspannung von V_2 = 9 kV an der Sauganode ergibt sich aus den Tabellen von Harting und Read [6] für G = 0,5 mm:

$$\begin{aligned} &C_{S0} = 2{,}8\times10^{3}\,mm, C_{S1} = -9{,}19\times10^{3}\,mm, C_{S2} = 1{,}13\times10^{4}\,mm, \\ &C_{S3} = -6{,}22\times10^{3}\,mm,\ C_{S4} = 1{,}28\times10^{3}\,mm \end{aligned} \qquad (2\text{-}2)$$

Die Vergrößerung dieser Linse ergibt sich nach Harting und Read **[6]** zu M = 1,65. Damit ergibt sich für den objektseitigen Öffnungsfehlerkoeffizienten: C_S = 168,7 mm. Bei einer für Schottky-Emitter typischen Quellgröße von d_{VQ} = 20 nm und einer Apertur von α_1 = 7 mrad ergibt sich durch quadratische Überlagerung eine neue virtuelle Quelle von,

$$d_{VQ,korr} = \sqrt{d_{VQ}^2 + \left(\frac{1}{4}C_S\alpha_1^3\right)^2} = 24{,}7nm \qquad (2\text{-}3)$$

.

[2] Schottky-Emitter mit einem Spitzenradius von ca 1µm werden laut Herstellerdatenblatt der Firma Fei sogar mit 5-6 kV Extraktionsspannung betrieben. In diesem Fall verkleinert sich das Spannungsverhältnis V_2/V_1 und C_S wird sogar noch kleiner als im folgenden berechnet.

Bei einem telezentrischen Strahlengang mit einer 1:1 Abbildung der virtuellen Quelle auf die Probe, bedeutet das nur eine geringfügige Verschlechterung des Sondendurchmessers um 4,7 nm. Die geforderte Auflösung der Elektronensonde von 50 nm ist also durch den zusätzlichen Extraktor nicht gefährdet.

3 Wien-Filter

3.1 Einführung

Ein Wien-Filter besteht aus gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern, die senkrecht zueinander und zur Strahlachse stehen [7]. In Abbildung 3.1 ist eine Wien-Filteranordnung für einfachen Dipolfeldabgleich dargestellt. Die in z-Richtung fliegenden PE erhalten eine resultierende Kraftwirkung aus Coulomb- und Lorentzkraft in x-Richtung:

$$\frac{d}{dt}\vec{p} = -e(\vec{v}\times\vec{B}) - e\vec{\mathrm{E}} \tag{3-1}$$

Für genau eine PE-Energie kompensieren sich im abgeglichenen Zustand des Wien-Filters magnetische und elektrische Kraftkomponente vollständig gemäß der Wien-Bedingung.

$$v_0 = \frac{\mathrm{E}}{B} \tag{3-2}$$

$v_0 = \sqrt{2e(\Phi_0 - \Phi_K)/m}$ ist die Geschwindigkeit der PE.

Mit der Flugzeit t als gemeinsamen Parameter läßt sich aus Gleichung (3-1) die Bewegung der Elektronen in Strahlrichtung (z-Achse) sowie in Auslenkrichtung (x-Achse) unabhängig voneinander darstellen.

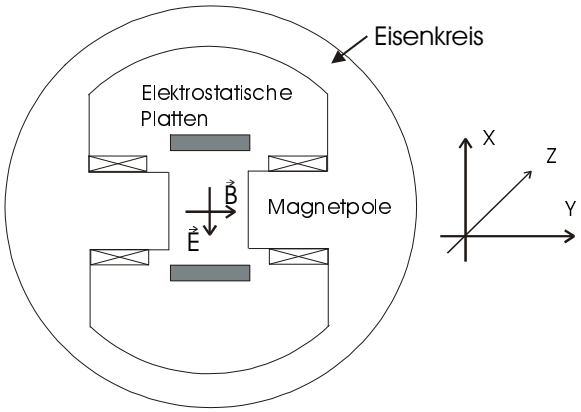


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines Wien-Filters mit $\mathrm{E}=\mathrm{E}_x=\Phi_{1c}$ *und* $\mathrm{B}=\mathrm{B}_y=\Psi_{1s}$.

$$x(t) = -\frac{(\dot{z}_0 - v_0)}{\frac{e}{m} \cdot B_y}\left(1 - \cos\left(\frac{e}{m} B_y t\right)\right) + \frac{\dot{x}_0}{\frac{e}{m} B_y} \sin\left(\frac{e}{m} B_y t\right) + x_0 \qquad (3\text{-}3)$$

$$z(t) = \frac{(\dot{z}_0 - v_0)}{\frac{e}{m} \cdot B_y} \sin\left(\frac{e}{m} B_y t\right) + \frac{\dot{x}_0}{\frac{e}{m} B_y}\left(1 - \cos\left(\frac{e}{m} B_y t\right)\right) + v_0 t + z_0 \qquad (3\text{-}4)$$

Durch Kombination der beiden Gleichungen kann durch eine Reihe von Bahnpunkten mit den Koordinaten (x(t), y(t)) die Bewegung der Elektronen durch das Wien-Filter aufgezeichnet werden (siehe Abbildung 3.9).

Wien-Filterdesign:
Das Verhalten von Elektronen in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern ist in der Theorie ausreichend behandelt worden, doch sollte man beim Design eines Wien-Filters vier wichtige Punkte beachten.

- **Wien-Bedingung**
  Der Feldverlauf der elektrischen und magnetischen Felder muß nicht nur im Hauptfeld des Wien-Filters die Wien-Bedingung erfüllen, sondern auch überall im Randfeld. Andernfalls findet dort keine Kompensation der beiden Kraftkomponenten statt, was zu einer S-förmigen Bahn der PE im mäßig abgeglichenen Wien-Filter führt.

- **Homogenes Feld**
  Zur Erzeugung eines möglichst reinen Dipolfeldes ist es notwendig, die Aberrationen zweiter Ordnung zu reduzieren, d. h. die Hexapolkomponente sowohl des elektrischen als auch des magnetischen Feldes muß minimiert werden.

- **Dispersion**
  In einem auf eine bestimmte Energie E_0 abgeglichenen Wien-Filter erfahren Primärelektronen einer höheren Energie $E_0 + \delta E$ eine nicht verschwindende Kraft. Bei einer typischen Energiebreite von $\delta E = \pm 0{,}7$eV der PE bei einer Schottky-Kathode ist es notwendig, zur Kompensation der Dispersion ein zweites Wien-Filter mit entgegengesetzter Polarität weiter oben im Strahlengang zu positionieren [4].

- **Zylinderlinsenwirkung**
  Ein Wien-Filter wirkt für außerhalb der Achse einfallende PE-Strahlen als Zylinderlinse [8]. Deren Brechkraft ist näherungsweise proportional zu $1/E^2$ und kann mit einem zweiten Filter nicht kompensiert werden, sondern verstärkt sich noch. Für die Brennweite eines Filters gilt:

$$f_{Zyl} = \frac{a \cdot E_{PE}}{V_W \cdot \sin(l \cdot V_W / a \cdot E_{PE})} \qquad (3\text{-}5)$$

Hier ist a der Abstand der elektrostatischen Platten, *l* die Länge des Wien-Filters und V_W die Plattenspannung. Durch die Zylinderlinsenwirkung erzeugt das Wien-Filter einen Strichfokus. Ein stigmatischer Fokus kann erreicht werden, wenn man dem Wien-Filter ein zusätzliches Quadrupolfeld überlagert.

Bisher bekannte Wien-Filter:

Von Tsuno [9][10][11] wurde ein Wien-Filter vorgeschlagen und entwickelt, welches einen stigmatischen Fokus hat. Hier werden die magnetischen Polschuhe abgeschrägt, um zusätzlich zum Dipolfeld ein Quadrupolfeld zu erzeugen. Damit kann senkrecht zum fokussierenden Schnitt des Wien-Filters ebenfalls fokussiert werden, was zu einer stigmatischen Abbildung führen kann.

Zur Erzeugung eines möglichst reinen Dipolfeldes in einem Wien-Filter ist es notwendig, auftretende höhere Multipole zu minimieren oder sogar zu eliminieren. Hierzu wurde ebenfalls von Tsuno [12] ein Wien-Filter entwickelt, bei dem die elektrostatischen Pole als Kreisbogen ausgebildet sind, was zusammen mit der Potentialbelegung zu einem sehr homogenen elektrostatischen Feld führt. Das homogene magnetische Feld wird durch flache breite Polschuhe erzeugt. Ein stigmatischer Fokus wird bei diesem Wien-Filter erreicht, indem ein Quadrupolfeld sowohl auf den elektrischen als auch auf den magnetischen Polschuhen erregt wird.

Von Tang [13] wurde ein sehr komplexes Wien-Filter vorgeschlagen, welches die Wien-Bedingung im gesamten Hauptfeld und im Randfeld exzellent erfüllt. Es handelt sich um einen elektrostatischen Achtpol, auf dessen Elektroden (ausgebildet als Kreissegmente) zusätzlich Magnetspulen aufgebracht werden. Somit ist die Geometrie der elektrischen und magnetischen Pole identisch was zu einem identischen Randfeldabfall führt. Der Nachteil dieses Filters ist der Bedarf von 8 Strom- und 8 Spannungsquellen, was eine sehr unpraktische Justage bedeutet.

Tsuno und Rouse [14] berechneten ein Wien-Filter nach Tang's Ansatz, bei dem die Anzahl der Stromquellen auf eine und die der Spannungsquellen auf zwei reduziert wurde.

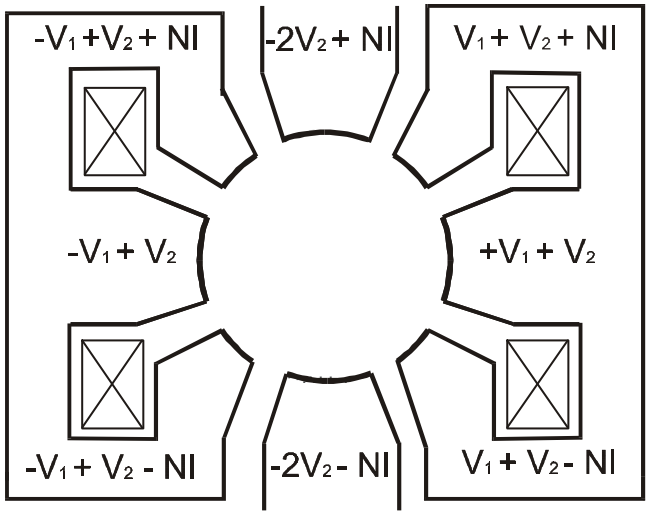


Abbildung 3.2: Modifiziertes Wien-Filter nach Tang mit einer möglichen Erregung der Pole

Hierzu wurden die 8 gleichen Segmente aus Tang's Filter aufgeteilt in 4 breitere sich jeweils gegenüberliegende Elektroden und 4 kleinere diagonal angeordnete Segmente (Abbildung 3.2). Dieses Filter erzielt bezüglich der Feldhomogenität und des stigmatischen Fokus sehr gute Ergebnisse. Im Ray-Tracing sieht man, dass die Einhaltung der Wien-Bedingung im Randfeld nicht exakt erfüllt ist, aber eine sehr gute Näherung zu Tang's Vorschlag darstellt.

3.2 Wien-Filter mit elektrostatischem 8-Pol und Sattelspulen

Für die Anwendung in dieser Arbeit mußte ein Wien-Filter entworfen werden, das den Anforderungen des Elektronenstrahltestens entspricht und gleichzeitig keine negativen Einflüsse auf den Primärelektronenstrahl hat. Für das Elektronenstrahltesten ist es wichtig, dass das Wien-Filter einfach zu justieren ist und einen hohen Ablenkwinkel für die zu detektierenden Sekundärelektronen hat. Damit die SE in das Spektrometer gelangen können, ist ein Ablenkwinkel von 15° erforderlich.
Es wurde ein Wien-Filter entwickelt, bei dem das $\vec{E}$-Feld durch einen elektrostatischen Achtpol und das $\vec{B}$-Feld durch zwei Sattelspulen erzeugt wird. Mit dieser Anordnung ist es möglich, ein jeweils sehr reines Dipoldfeld zu erzeugen. Es konnte weiterhin eine ausreichend gute Übereinstimmung des Randfeldabfalls erzeugt werden.

- **Elektrostatischer Achtpol**

Für das räumliche elektrische Potential gilt [15][16][17] unter Verwendung von $w = x + iy \quad und \quad \overline{w} = x - iy$

$$\varphi = \varphi(w, \overline{w}, z) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \varphi_\nu(w, \overline{w}, z) \tag{3-6}$$

mit

$$\varphi_\nu = \sum_{\lambda=0}^{\infty} (-1)^\lambda \frac{\nu!}{\lambda!(\nu+\lambda)!} \left(\frac{w\overline{w}}{4}\right)^\lambda \mathrm{Re}\left(\overline{w}^\nu \frac{\partial^{2\lambda}\Phi_\nu(z)}{\partial z^{2\lambda}}\right), \tag{3-7}$$
$$\Phi_\nu = \Phi_{\nu c} + i\Phi_{\nu s}, \quad \Phi_0 = \overline{\Phi}_0 = \Phi_{0c} = \Phi,$$

Die $\Phi_\nu(z)$ sind die Koeffizienten der einzelnen Multipolanteile φ_ν des Potentials φ. Dabei ist $\Phi_0(z) = \Phi(z)$ das reelle Potential auf der Achse und der Dipolkoeffizient $\Phi_1(z)$ beschreibt den axialen Verlauf der Ablenkfeldstärke.
Im ebenen Fall $(\partial/\partial z = 0)$ entspricht die Entwicklung in Gleichung (3-7) nach ebenen Multipolen einer Entwicklung nach harmonischen Polynomen, die aus der Funktionentheorie bekannt sind. Wenn das Potential wie bei der Potentialverteilung in Abbildung 3.3 in zwei Ebenen symmetrisch ist, verschwinden alle geradzahligen Multipole, d. h. $\varphi_{2\nu} = \Phi_{2\nu} = 0$. Im Falle des gewählten Achtpols gilt zusätzlich $\Phi_3(z) = \Phi_5(z) = 0$ [18]. Das heißt Φ_7 ist der erste nicht verschwindende höhere Multipolkoeffizient.
Es kann also mit einer bestimmten Anzahl von Elektroden, die auf einem Zylinder angeordnet sind und mit einer sinθ bzw. cosθ Potentialverteilung belegt sind, ein homogenes

Ablenkfeld z. B. in x-Richtung erzeugt werden. Der Grad der „Querhomogenität“ hängt von der Anzahl der Elektroden ab. Nimmt man einen linearen Potentialabfall zwischen den Elektroden an, so läßt sich durch Fouriertransformation das Ablenkfeld Φ_1 bestimmen. Für die Koeffizienten ergibt sich im Fall $\partial/\partial z = 0$:

$$\Phi_1 = \frac{8}{\pi}\sqrt{2-\sqrt{2}}\,\frac{\sin(\varepsilon/2)}{\varepsilon}\,\frac{V_x}{a}$$

$$\Phi_3 = \Phi_5 = 0, \quad \Phi_{2\nu} = 0 \ \text{für}\ \nu = 0,1,2,3,\cdots \tag{3-8}$$

$$\Phi_7 = \frac{8}{49\pi}\sqrt{2-\sqrt{2}}\,\frac{\sin(7\varepsilon/2)}{\varepsilon}\,\frac{V_x}{a^7}.$$

ε ist der Abstandswinkel zwischen den Elektroden, V_x die Spannung und a ist der Innenradius des Zylinders. Ein optimales ε kann aus der Theorie nicht bestimmt werden, da das Verhätnis von Φ_1/Φ_7 für wachsende ε eine divergierende Funktion ist. Für ε wurde ein Winkel von 15° gewählt, weil dies einerseits noch die Interpolation eines linearen Potentialabfalls zwischen den Segmenten rechtfertigt, andererseits aber schon ein vernünftiges Verhältnis von Φ_1/Φ_7 liefert. Für ε = 15° und a = 4,5 mm ergibt sich $\Phi_1/\Phi_7 \approx 6{,}7 * 10^4$.

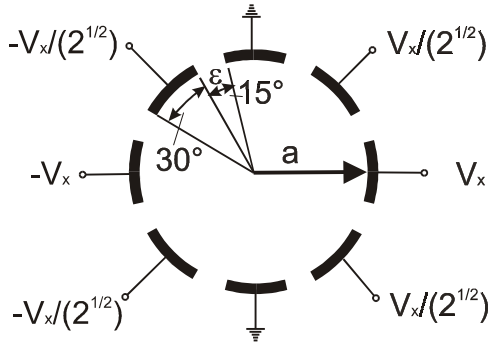


Abbildung 3.3: Elektrostatischer Achtpol mit einer Spannungsbelegung und Winkelverteilung, die ein reines Dipolfeld erzeugen.

- **Sattelspulen**

Nach dem Biot-Savartschen Gesetz erzeugt eine geschlossene Leiterschleife, die sich im freien Raum (weit weg von ferromagnetischen Materialien) befindet, an einem Punkt P das magnetische Feld

$$\vec{H} = \frac{NI}{4\pi}\oint_L \frac{d\vec{l}\times\vec{r}_1}{\left|\vec{r}_1\right|^3}, \tag{3-9}$$

wobei NI die Erregung der Leiterschleife in Amperewindungen ist, $\vec{r}_1$ der Ortsvektor und $d\vec{l}$ ein Stromelement der Schleife. Für das skalare magnetische Potential ψ gilt: $\vec{H} = -\vec{\nabla}\psi$. Somit ergibt sich für das skalare Potential (Satz von Stokes):

$$\psi = -\frac{NI}{4\pi}\iint_S \frac{\vec{r}_1 \cdot \vec{n}}{|r_1|^3} dS \tag{3-10}$$

S ist eine Oberfläche über der Leiterschleife, $\vec{n}$ ist der Normalenvektor der senkrecht auf dem Flächenelement dS steht.
Betrachtet man eine Sattelspulengeometrie wie in Abbildung 3.4, die aus 2 Leiterschleifen besteht, welche auf einem Zylinder angeordnet sind, so kann man nach Munro [19] das Potential ψ nach ebenen Multipolen entwickeln. Eine andere Ableitung von Plies [16] aus dem Gesetz von Biot-Savart soll hier ohne Herleitung präsentiert werden.

$$\Psi_{2\nu,c} = 0 \quad \Psi_{2\nu+1,c} = I\frac{\sin[(2\nu+1)\Theta]}{2\nu+1} F_{2\nu+1}(z,l,a) \quad \text{für} \quad \nu = 0,1,2,3\ldots \tag{3-11}$$

$$\Psi_{1c} = I\sin\Theta F_1(z,l,a) = \frac{I}{\pi a}\sin\Theta\left\{\frac{z+l/2}{a}\left(f_1 + {f_1}^3\right) - \frac{z-l/2}{a}\left(f_2 + {f_2}^3\right)\right\} \tag{3-12}$$

$$\Psi_{3c} = I\frac{\sin 3\Theta}{3} F_3(z,l,a) = \frac{I}{24\pi a^3}\sin 3\Theta\left\{\begin{array}{l}\frac{z+l/2}{a}\left(8f_1 + 4{f_1}^3 + 3{f_1}^5 + 5{f_1}^7\right) \\ -\frac{z-l/2}{a}\left(8f_2 + 4{f_2}^3 + 3{f_2}^5 + 5{f_2}^7\right)\end{array}\right\} \tag{3-13}$$

mit

$$f_1 = \frac{a}{\left[(z+l/2)^2 + a^2\right]^{1/2}} \quad ; \quad f_2 = \frac{a}{\left[(z-l/2)^2 + a^2\right]^{1/2}} \tag{3-14}$$

In diesen Gleichungen ist Θ der halbe Winkel des Kreisbogens, a ist der Radius der Sattelspulen und *l* deren Länge.

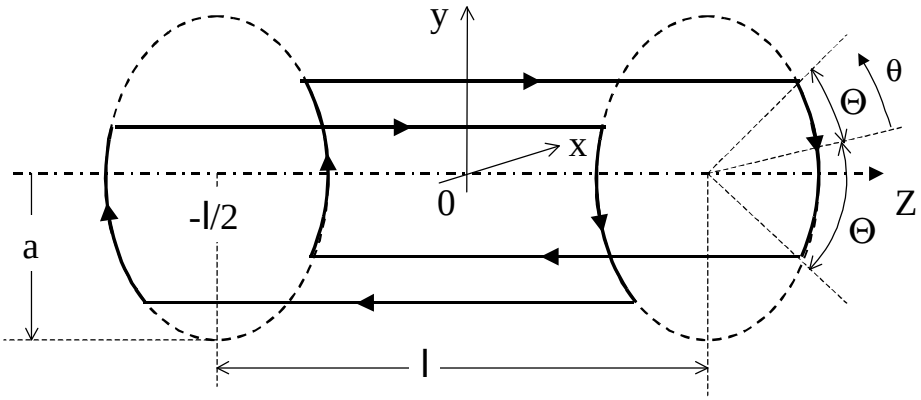


Abbildung 3.4: Sattelspule, die aus 2 symmetrischen Leiterschleifen besteht

Wie man in Gleichung (3-13) sieht, verschwindet für $\Theta = 60°$ die Hexapolkomponente der Sattelspule unabhängig von dem Verhältnis a/*l*. Für 2 Leiterschleifen mit den halben Bogenwinkeln $\Theta_1 = 42°$ und $\Theta_2 = 78°$ verschwindet bei gleicher Länge *l* und gleichem Radius a sowohl die Hexapolkomponente Ψ_{3C} als auch die Decapolkomponente Ψ_{5C}. D.h. der erste nicht verschwindende Multipol ist wie bei dem elektrostatischen Achtpol der 7-zählige Anteil.
Diese theoretischen Herleitungen gelten für ideale Spulen, bei denen unter anderem die Rückführung an den Spulenkopfenden keinen störenden Einfluß auf das Spulenfeld hat. Dies ist aber bei realen Spulen nicht ohne weiteres gegeben. Eine genaue Studie über die Rückführung der Kopfenden bei Sattelspulen ist bei Mills und Morgan [20] gegeben. Dort wird eine Geometrie vorgeschlagen, bei der die Rückführung der Kopfenden keine Störungen auf das B(0,0,z)-Feld verursachen. Das heißt, es kann auch im Randbereich der Spule ein reines Dipolfeld erzeugt werden. Es wird eine Wickelvorschrift gegeben, die bei der Herstellung von Spulen mit vielen Windungen aber nur bedingt eingehalten werden kann.

3.3 Numerische Berechnung des Wien-Filters

Zur genauen Bestimmung des Feldverlaufs im Wien-Filter und für das Ray-Tracing wurde das Programmpaket EOS (Electron Optical Systems) von E. Kasper verwendet. Die Feldberechnung basiert auf der Methode der Randelemente (Boundary Element Method, BEM). Das Programm erlaubt die Berechnung von Systemen mit gerader optischer Achse. Die Berandungen der Elektroden müssen rotationssymmetrisch bzgl. der optischen Achse sein. Die Randwerte auf diesen Oberflächen dürfen vom Azimutwinkel θ abhängen. Mittels Fourieranalyse gelingt die Reduktion des dreidimensionalen Feldberechnungsproblems auf eine Folge entkoppelter zweidimensionaler Probleme. Damit wird die Berechnung von Multipolelementen (z. B. elektrostatischer 8-Pol), deren Berandung rotationssymmetrisch ist, möglich.
Obwohl es sich im vorliegenden Fall um ein kurzes Wien-Filter handelt, das durch ein ausgedehntes Randfeld geprägt ist, wurde versucht, wenigstens ein Hauptfeld von 4 mm zu erreichen. Dies konnte mit einem 8-Pol-Ablenker der Länge *l* = 14 mm und einem Innenradius von a = 4,5 mm erzielt werden. Die Elektrodendicke beträgt 1mm. Der Sektorwinkel der Elektroden ist $\gamma = 30°$ und der Lückenwinkel zwischen den Segmenten beträgt $\varepsilon = 15°$. In Abbildung 3.5 ist der Dipolfeldverlauf des 8-Pols in Abhängigkeit vom Abstand der randfeldbegrenzenden Elektroden dargestellt. Man sieht deutlich, dass man mit kürzer werdendem Abstand zwischen 8-Pol und Randfeldelektrode den Feldabfall steiler erzwingen kann. Dies ist ein wichtiger Parameter zur Anpassung des elektrischen und magnetischen Feldabfalls.
In Abbildung 3.6 ist der axiale Feldverlauf der Sattelspule und des elektrostatischen 8-Pols sowie deren Geometrie dargestellt. Die Sattelspule ist 16 mm lang und hat einen Radius von 6,5 mm. Der Abstand zur Magnetfeldrückführung beträgt 1,5 mm. Über den letzten Parameter läßt sich nur die Magnetfeldstärke beeinflussen, aber nicht der Feldverlauf selbst. Man sieht im Bereich des Hauptfeldes eine gute Übereinstimmung der Felder auf einer Länge von ca. 4 mm. Im Randfeldbereich wurde durch Anpassung der

Randfeldbegrenzung des 8-Pols eine vernünftige Übereinstimmung erzielt. Auswahlkriterium war die Überlappungsfläche der beiden Kurven. Hier wurde versucht, die beiden Überschneidungsflächen gegeneinander zu kompensieren. Dies ist am besten gelungen für eine Randfeldbegrenzung des 8-Pols im Abstand von 8 mm zu beiden Seiten.

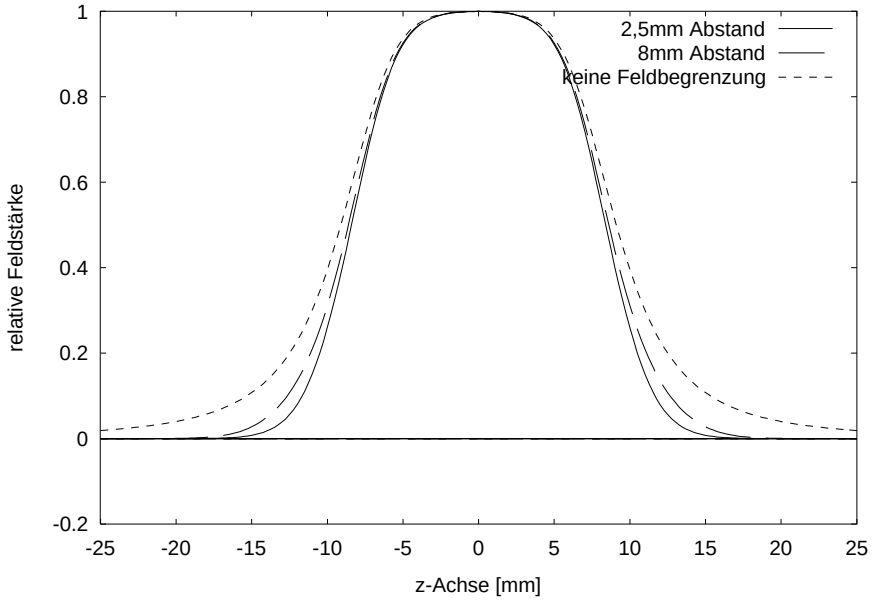


Abbildung 3.5: Feldverlauf der Dipolkomponente im elektrostaischen 8-Pol. Es ist der Feldverlauf in Abhängigkeit der auf Masse liegenden Randfeldbegrenzung dargestellt. Scharparameter ist der Abstand d der Randelektrode von den Enden des 8-Pols.

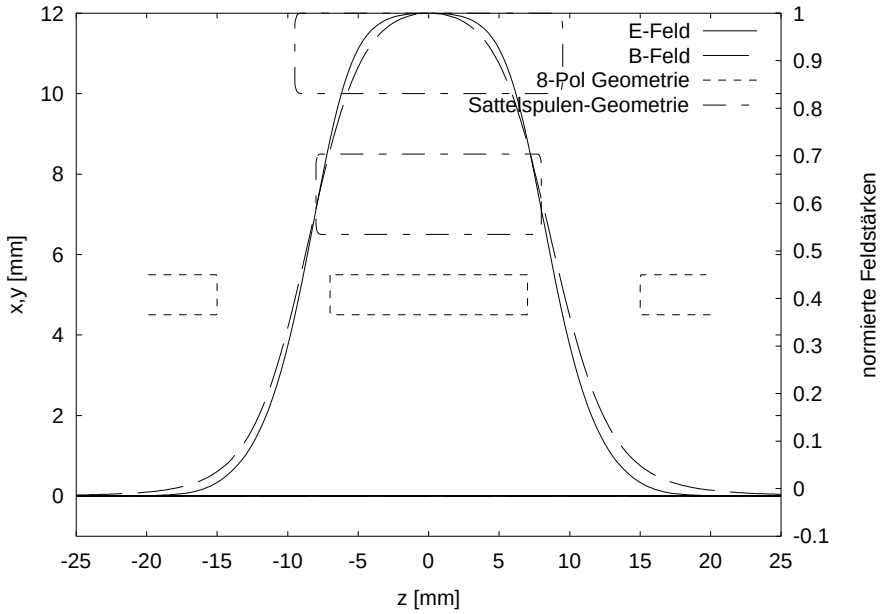


Abbildung 3.6: Feldverlauf der Sattelspule mit 2 Strängen bei $\Theta_1 = 42°$ und $\Theta_2 = 78°$ *und des elektrostatischen 8-Pols samt geometrischer Anordnung. Der Randfeldabfall der beiden Dipolfelder ist so gewählt, dass die Überschneidungsfläche der E-Feld und B-Feld Kurven ungefähr null ist.*

Eine noch exaktere Übereinstimmung der Randfelder könnte erzielt werden, wenn Sattelspule und 8-Pol den gleichen Innenradius hätten. Dies ist aber aus konstruktiven Gründen nicht möglich.

PE-Bahnen im Wien-Filter

Betrachtet man das Ray-Tracing der PE-Bahnen, so sieht man deutlich den S-förmigen Kurvenverlauf. In Abbildung 3.7 ist das Ray-Tracing für PE mit einer Energie von 9 keV und einem Startwinkel $\alpha = 0°$ zur z-Achse aufgetragen. Das Wien-Filter ist am besten abgeglichen für B = 2,35 mT und Vx = 189 V. Für diese Parameter ist die Auslenkung Δx von der optischen Achse bei z = 25 mm am kleinsten und der Austrittswinkel zur z-Achse ebenfalls am geringsten.

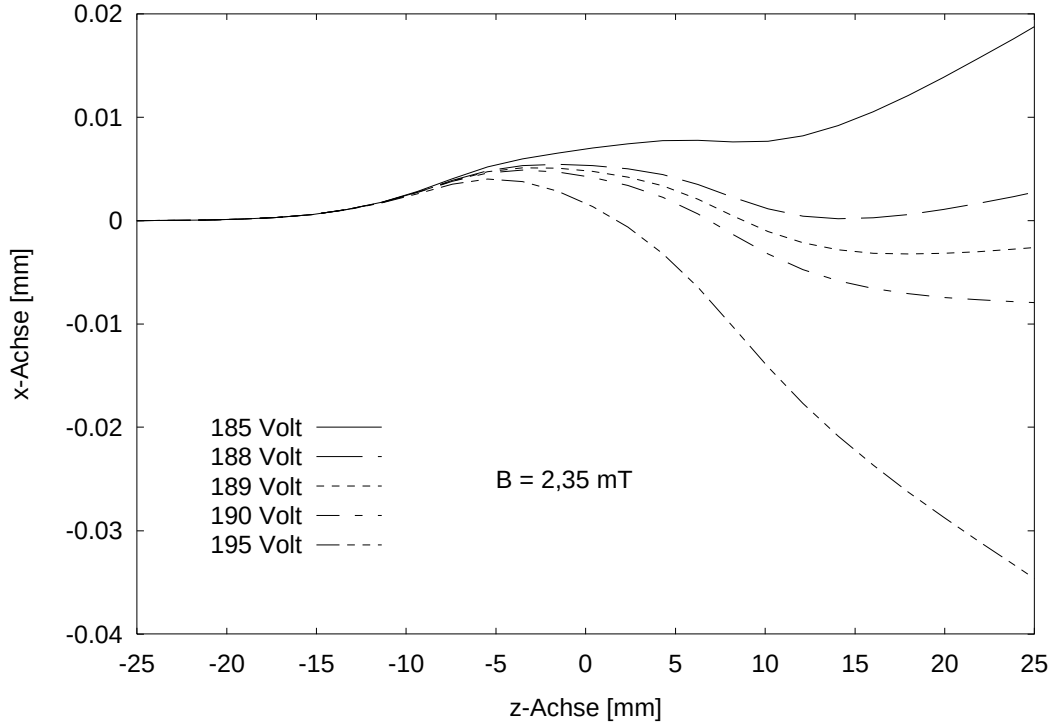


Abbildung 3.7: PE-Bahnen im Wien-Filter mit 8-Pol und Sattelspulen. Der Startpunkt der PE ist bei z = -25mm mit einer Startenergie von 9 keV. Scharparameter ist die Plattenspannung Vx. Das Magnetfeld beträgt 2,35 mT auf der z-Achse. Man sieht deutlich den S-kurvenförmigen Verlauf der PE-Bahnen.

SE-Bahnen im Wien-Filter

In Abbildung 3.8 ist das Ray-Tracing der SE durch die SPIOL bei eingeschaltetem Wien-Filter abgebildet. Die SE starten bei z = -8 mm mit unterschiedlichen Austrittswinkeln zur Objektoberfläche. Die Startenergie beträgt 50 eV. Die Mitte des Wien-Filters liegt bei z = 70 mm. Der Anfang der elektrostatischen Elektrode der SPIOL liegt bei z = 0 und hat eine Spannung von +8 kV. Somit werden die SE von der Probe abgesaugt und zur SPIOL hinbeschleunigt. Die Objektivlinse fokussiert die SE in der Mitte des Wien-Filters. Aufgrund der entgegengesetzten Bewegungsrichtung der SE gegenüber den PE addieren sich Lorentzkraft und Coulombkraft im Wien-Filter und die SE werden aus der optischen Achse ausgelenkt. Der gewünschte Ablenkwinkel beträgt 15° damit die Öffnung des Spektrometers getroffen wird. Aus der Bahngleichung der Elektronen (Gleichung (3-3) und (3-4)) in einem Wien-Filter mit kastenförmigem Potential (SCOFF-Näherung, Sharp Cut Off Fringing Field) kann man ersehen, wie groß der Austrittswinkel der SE beim Verlassen des Filters ist. In Abbildung 3.9 sind die SE-Bahnen für eine Elektronenenergie von 8 keV aufgetragen. Scharparameter ist die Magnetfeldstärke in 0,5 mT Schrittweiten (von 0,5mT bis 5mT). Das Wien-Filter ist abgeglichen für 9 keV Primärelektronen. Bei einem 14 mm langen Wien-Filter benötigt man ein Magnetfeld von ca 2,5mT, um eine 15° Auslenkung der SE beim Verlassen des Filters zu erreichen. Die genaue Berechnung der Wien-Filtererregung für das 8-Pol Wien-Filter mit Sattelspulen wird in Kapitel 6.2.2 durchgeführt.

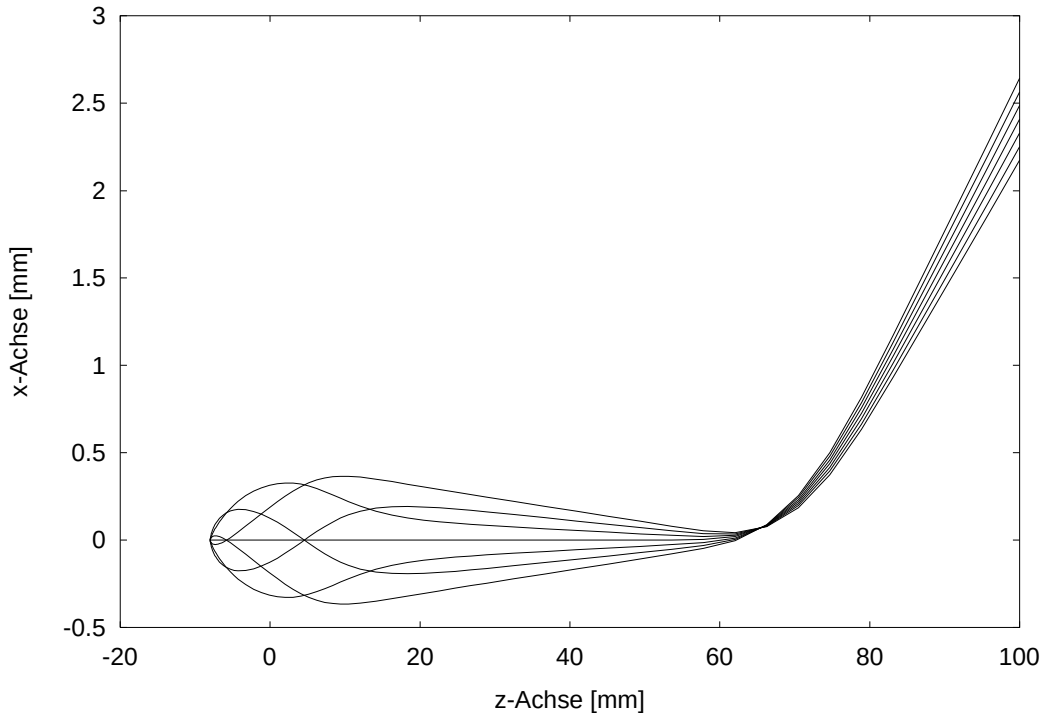


Abbildung 3.8: SE-Bahnen in der SPIOL bei eingeschaltetem Wien-Filter. Die Wien-Filtermitte liegt bei z = 70 mm. Startpunkt der SE ist bei z = -8 mm. Weil elektrisches und magnetisches Feld für die SE gleichsinnig ablenkend überlagert werden, kommt es zu einer Auslenkung des Strahlenbündels aus der optischen Achse.

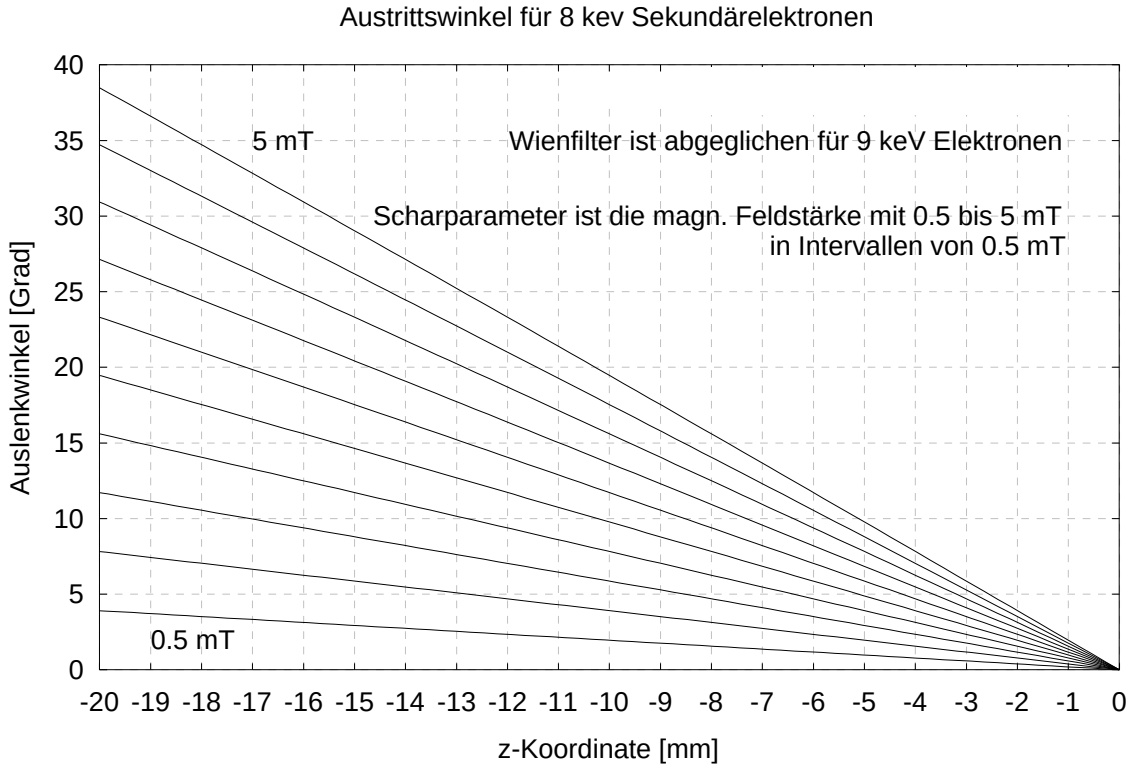


Abbildung 3.9: Bestimmung der Auslenkwinkel für 8 keV SE nach dem Durchlaufen eines Wien-Filters mit kastenförmigem Potential (SCOFF) über den ganzen Bereich. Startpunkt der SE ist bei z = 0.

3.4 Konstruktive Ausführung des Wien-Filters

Bei der Konstruktion des Wien-Filters muß berücksichtigt werden, dass das gesamte Filter auf dem PE - Potential von 9kV liegt. Dies erfordert insbesondere für die Isolation der Zuleitungen des 8-Pols und der Spulen ein spezielles Design.
Der elektrostatische 8-Pol wird von einem Isolator aus Vitronit[3] getragen. In Abbildung 3.10a sind die Einzelkomponenten des 8-Pols abgebildet. Die 8 einzeln angefertigten Elektroden werden mit Gewindestangen aus Silberdraht im Inneren des Isolators fixiert. Anschließend werden die Elektroden durch Vakuumhartlöten fest mit dem Isolator verbunden. Das komplexe Verfahren des Hartlötens wird im Anhang 10.2 beschrieben. Die Gewindestangen dienen gleichzeitig der elektrischen Kontaktierung der Elektroden. Zur Befestigung der selbst angefertigten Sattelspulen aus Backlackdraht (siehe Anhang 10.1) sind an dem Isolator zwei breite Absätze ausgefräst auf die die Spulen aufgeschoben werden können. In Abbildung 3.10b sind die Spulen samt fertigem 8-Pol gezeigt. Das Wien-Filter wird dann in ein aus Teflon gefertigtes Gehäuse eingebaut, welches das Wien-Filter durch einen Schraubverschluß fixiert. In Abbildung 3.10b sieht man die kreisförmig angeordneten Löcher in dem Gehäuse durch welche die Zuleitungen hinausgeführt werden. Das Teflongehäuse sitzt in einem Ring aus Weicheisen (RFe80)[4] der als

[3] Warenzeichen der Vitron Werke Jena
[4] Maximale Koerzitivfeldstärke von 80 A/m

Flußrückführung für die Sattelspulen wirkt. In Abbildung 3.11 sieht man das fertig zusammengebaute Wien-Filter im Gehäuse. Die Elektroden mit jeweils gleichem Potential (Zweimal Masse, zweimal $(1/\sqrt{2})\cdot V$ und zweimal $(-1/\sqrt{2})\cdot V$) werden innerhalb des Wien-Filtergehäuses verbunden. Man sieht die 5 teflonisolierten Zuleitungen an der Filterunterseite. Die beiden Sattelspulen, von denen jeder Wicklungsstrang N = 50 Windungen hat, werden ebenfalls im Gehäuse miteinander verbunden, so dass nur eine Stromquelle notwendig ist. Die Zuleitungen werden verdrillt und senkrecht von den Spulen weggeführt um keine störenden Einflüsse auf das $\vec{B}$-Feld zu erzeugen.

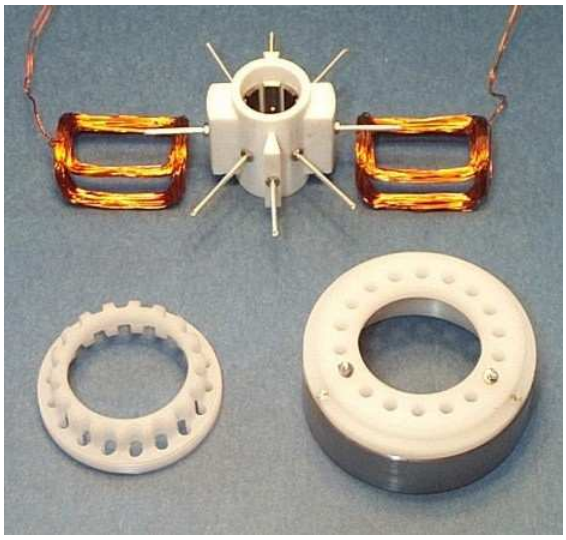
a.) b.) 

Abbildung 3.10: a.) Einzelkomponenten des elektrostatischen 8-Pols. b.) 8-Pol mit Sattelspulen und Gehäuse. Am Gehäuse sieht man die magnetische Flußrückführung aus Weicheisen.

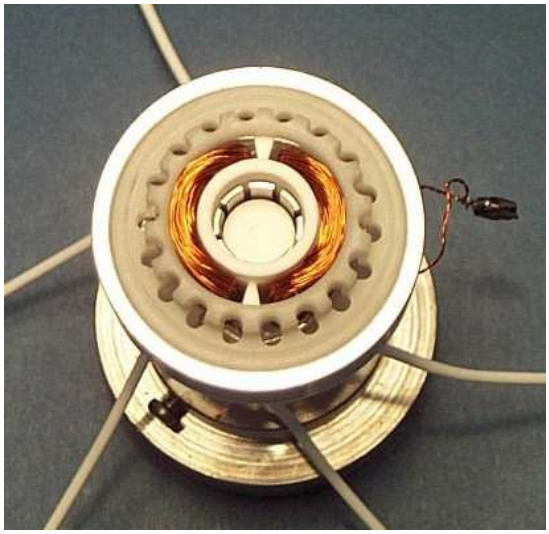


Abbildung 3.11: Fertig montiertes Wien-Filter im Gehäuse. Man sieht die nach unten weggehenden fünf Zuleitungen für den 8-Pol und die Kontaktierung der Sattelspulen.

4 Elektronenspektrometer

4.1 Einleitung

Elektronenspektrometer kann man in vier verschiedene Arten einteilen, die auf unterschiedlichen Funktionsprinzipien basieren. Innerhalb dieser vier Arten gibt es zum Teil weitere Unterscheidungen in Abhängigkeit von der Geometrie und der damit verbundenen Fokussierung des Spektrometers.

1. *Gegenfeldspektrometer*
    - Planare Gegenfelder (RFA, Retarding field analyser)
    - Konzentrische Gegenfelder (HFA, Hemispherical field analyser)
2. *Flugzeitspektrometer* (TOF, Time of flight)
3. *Resonanzanalysatoren* (Ausnutzung von resonanten Stoßphänomenen)
4. *Dispersive Analysatoren*
    - Ablenkanalysatoren
        - Wien-Filter
        - Homogenes magnetisches Sektorfeld
        - Inhomogenes magnetisches Sektorfeld
        - Zylinderablenkanalysator (CDA, Cylindrical deflector analyser)
        - Sphärischer Ablenkanalysator (SDA, Spherical deflector analyser)
        - Toroidaler Ablenkanalysator (TDA, Toroidal deflector analyser)
    - Spiegelanalysatoren
        - Ebener Spiegelanalysator (PMA, Planar mirror analyser)
        - Zylindrischer Spiegelanalysator (CMA, Cylindrical mirror analyser)
        - Sphärischer Spiegelanalysator (SMA, Spherical mirror analyser)

Standardmäßig werden heutzutage in der Elektronenstrahlmeßtechnik Gegenfeldspektrometer eingesetzt, bei denen nur die Elektronen detektiert werden, deren Energie ausreicht um eine definierte Potentialbarriere V_G zu überwinden [21]. Die Gegenfelder können sowohl planar als auch sphärisch ausgebildet sein (siehe Abbildung 4.1). Gegenfeldanalysatoren zeichnen sich aufgrund einer hohen Raumwinkelerfassung der SE durch eine große Detektionseffizienz aus. Nach Menzel und Kubalek [21] kann mit einem shärischen Gegenfeld-Doppelnetz eine relative Energieauflösung von $\Delta E = 0{,}4\%$ erreicht werden. Negative Einflüsse haben die Gegenfeldanalysatoren auf die PE, da sie im Strahlengang angebracht sind und durch ihre Potentialbelegung der Netze wie eine zusätzliche Linse wirken.

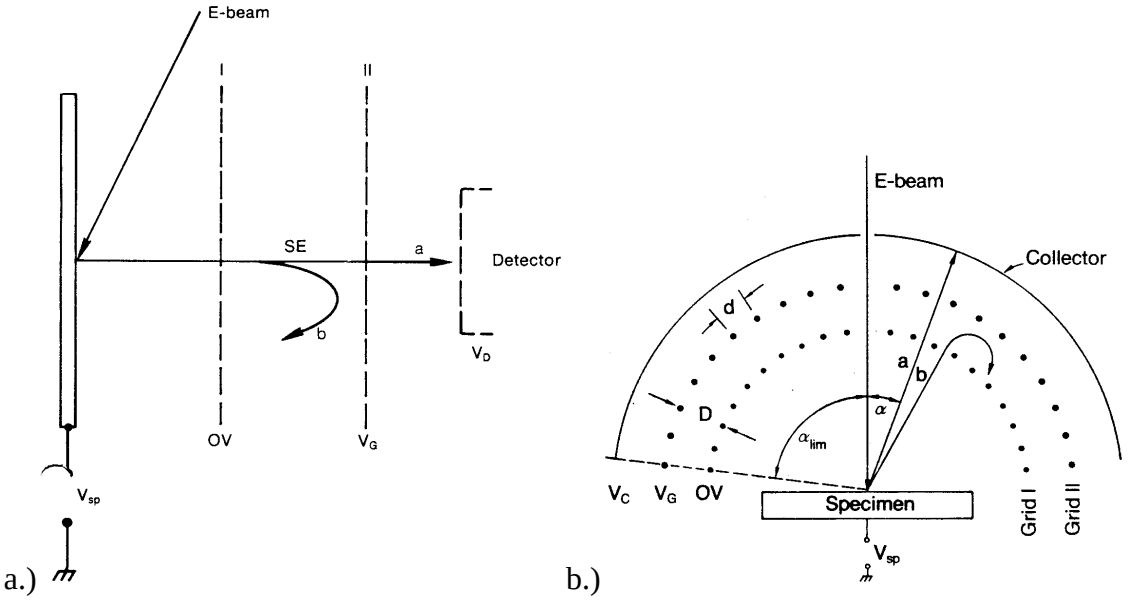


Abbildung 4.1: a.) Planarer Gegenfeldanalysator b.) Kugelförmiger Gegenfeld-analysator (D = Gitterabstand, d = Maschenweite). Elektronen mit der Energie $E_I = E_{SE} - eV_{SP} > e\,V_G$ können das Gitter II überwinden, solche mit $E_I < eV_G$ werden reflektiert. Quelle: [21]

Bei Frosien und Plies [41] ist eine kombinierte Spektrometer-Objektiv-Linse beschrieben die genau diese Probleme behebt. In Abbildung 4.2 ist das Funktionsschema dieser Anordnung abgebildet. Ein sphärisches Gegenfeldspektrometer mit zwei Netzebenen sitzt in einer kombiniert elektrostatisch-magnetischen Objektivlinse. Der einfallende PE-Strahl formt in der Mitte der beiden Netzebenen einen Cross-Over. Dies ermöglicht eine minimale Wechselwirkung mit den beiden Netzelektroden des Spektrometers und reduziert so deren störende Einflüsse. Anschließend werden die PE durch die kombiniert elektrisch-magnetische Objektivlinse auf die Probe fokussiert. Die von der Probe austretenden SE werden durch das Absauggitter der elektrostatischen Elektrode in die Objektivlinse hineinbeschleunigt. Das SE-Bündel wird in der Objektivlinse jetzt ebenfalls fokussiert, und hat einen Cross-Over der genau mit der Lage des gemeinsamen Mittelpunktes der beiden sphärischen Netzelektroden übereinstimmt. Nach dem Cross-Over erreichen die SEs die sphärischen Netzelektroden die das Gegenfeldspektrometer bilden. Detektiert werden die SEs schließlich von zwei Everhart-Thornley Detektoren. Weil der SE Cross-Over im Zentrum der beiden sphärischen Netzelektroden liegt, fliegen alle Elektronen senkrecht auf die beiden Netze zu, unabhängig davon wie ihr Emissionswinkel auf der Probe war. Dies erhöht nicht nur die Genaugkeit der Messung, sondern reduziert auch den Einfluß der lokalen Feldeffekte auf der Probe, welche die Winkelverteilung der SE Emission beeinflussen.

Dubbledam [22] und Khurseed [44] haben gezeigt, dass durch die Verwendung von mehreren Kanälen in einem Spektrometer, und der dadurch möglichen Aufzeichnung des gesamten SE-Spektrums in einer Messung, eine Verbesserung bei der minimal messbaren Spannung erreicht werden kann. Durch Verbesserung des Signal zu Rausch

Verhältnisses bei Flugzeitspektrometern (TOF, Time of flight) gegenüber Gegenfeldspektrometern hat Khursheed [3][23] gezeigt, dass Mehrkanalspektrometer für den Einsatz in Elektronenstrahltestern günstiger sein können. Die minimal messbare Spannung kann bei seinem Vielkanalspektrometer um einen Faktor 3 bis 4 kleiner sein als bei einem Gegenfeldspektrometer. Im TOF wird die Flugzeit t gemessen, die ein kurzer Elektronenpuls benötigt, um eine feldfreie Driftstrecke s zu durchlaufen.

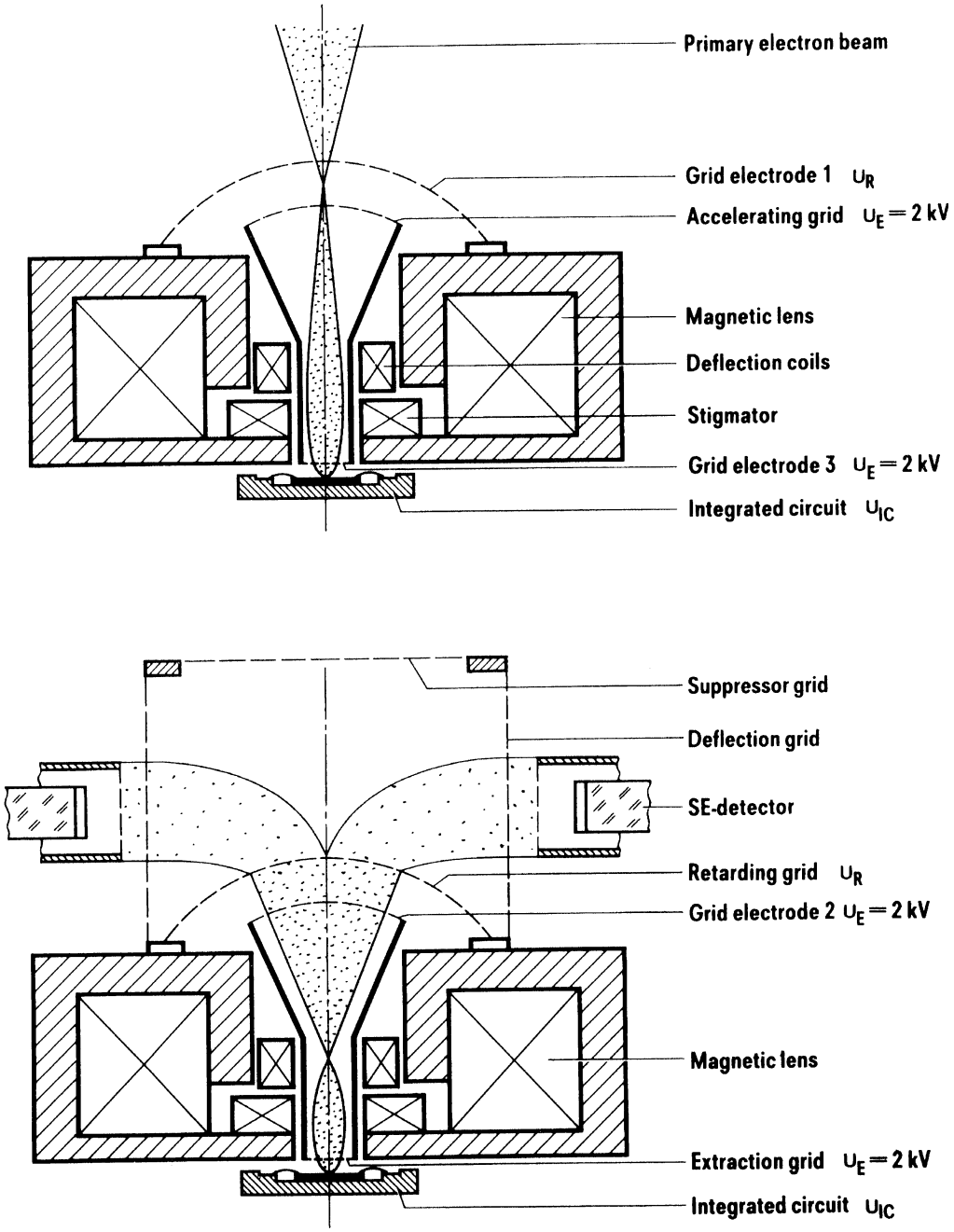


Abbildung 4.2: Schema der kombinierten Spektrometer-Objektiv-Linse. Der PE-Strahl wird durch überlagerte elektrische und magnetische Felder auf die Probe fokussiert (oben). Die emittierten SEs werden von der Netzelektrode 3 von der Probe abgesaugt und bilden einen Cross-Over im Zentrum des sphärischen Gegenfeldspektrometers.

Allerdings ist der apparative Aufwand, bedingt durch eine komplexe Meßelektronik und einen gepulsten Primärstrahl, bei dieser Art von Spektrometern sehr groß und kompliziert.
In Resonanzanalysatoren [24] wird die Landeenergie der PE variiert, um eine Änderung der Anregungswahrscheinlichkeit in der Probe zu bewirken, was eine Änderung der Energieverteilung der austretenden Elektronen zur Folge hat. Dieses Verfahren ist sehr oberflächenempfindlich und daher nur bei geringer Kontamination wie z. B. im UHV geeignet.
Bei den dispersiven Analysatoren wird die energieabhängige Ablenkung der Elektronen in einem elektrostatischen oder magnetischen Dipolfeld ausgenutzt. Ein schmales Energieband (Bandpaß-Verhalten) wird durch die Selektion an einem Schlitz ausgewählt und detektiert.
Man unterscheidet hierbei zwischen Spiegelanalysatoren und Ablenkanalysatoren. In Abbildung 4.3 ist ein einfacher planarer Spiegelanalysator dargestellt. Die Elektronen treten vom Punkt O kommend durch einen Spalt in den Analysator ein und werden im Punkt I im gezeichneten Schnitt wieder fokussiert. Zwischen den beiden elektrostatischen Platten, die den Abstand A haben, liegt die Spannungsdifferenz $\Delta V = V_2 - V_1$, woraus sich ein lineares Feld $\mathsf{E} = \Delta V / A$ zwischen den Platten ergibt. Für einen festgelegten Eintrittswinkel Θ_0 hängt die Fokussierungsbedingung des planaren Spiegelanalysators von den Abständen d_1 und d_2 des Objektes und des Bildes zur unteren Elektrode ab [25].

$$d_1 + d_2 = (4E_0 A / e\Delta V) \cos 2\Theta_0 \sin^2 \Theta_0 \qquad (4\text{-}1)$$

E_0 ist die Elektronenenergie. Für Θ_0 = 30° erhät man eine Fokussierung zweiter Ordnung.
Bei Spiegelanalysatoren treten die Elektronen unter einem Winkel Θ_0 zu den Potentiallinien in den Analysator ein, während sie bei den Ablenkanalysatoren senkrecht zu den Feldlinien eintreffen.

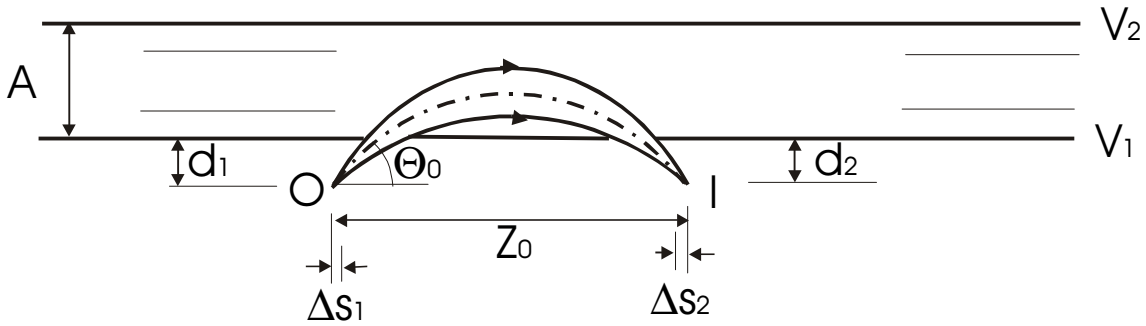


Abbildung 4.3: Planarer Spiegelanalysator. Die Elektronen treten, mit dem Winkel Θ_0, durch einen Spalt in der unteren Elektrode in das homogene elektrische Feld eines Plattenkondensators ein und werden anschließend durch den Austrittsspalt in der selben Elektrode selektiert. Durch Variation der Plattenspannungen können die Elektronen qualitativ analysiert werden.

Die am weitesten verbreiteten Analysatoren in der Elektronenspektroskopie sind die elektrostatischen dispersiven Analysatoren, welche auch das Thema vieler Verbesserungsvorschläge bezüglich Energieauflösung und Empfindlichkeit sind.
Jost [26] hat ein „simuliert sphärisches“ Sektorfeld vorgeschlagen und gebaut, mit einer relativen Energieauflösung von ca. 1% [27], das viel kleiner ist als ein richtiges sphärisches Sektorfeld mit 2 halbkugelförmigen Elektroden. In Abbildung 4.4 sieht man die abweichende Geometrie vom echten sphärischen Sektorfeld. Das Potential eines sphärischen Sektorfeldes in der Region der Zentralbahn wird hier durch 2 seitlich angebrachte Hilfselektroden erzeugt, welche mit dem Potential $V_H = 0{,}4V_i + 0{,}6V_a$ belegt sind. V_i ist das Potential der inneren Elektrode und V_a das der äußeren. Als weitere Besonderheit ist der äußere Sektor aus einem Netzgeflecht gefertigt, wodurch das Signal von gestreuten Elektronen unterdrückt wird. Nachteilig bei diesem Spektrometer ist der Verlust der Fokussierung in der zur Ablenkebene senkrechten Ebene und die Tatsache, dass es beim Einsatz mit hohen Strahlenergien aufgrund der scharfen Kanten zu Hochspannungsüberschlägen kommen kann.
Rau und Robinson [28] haben ein ringförmiges toroidales Sektorfeld-Spektrometer für Rückstreuelektronen (RE) gebaut, dass in der Probenkammer eines REM’s unter dem Objektivpolschuh angebracht werden kann. Über die Ausnutzung der materialabhängigen und tiefenabhängigen Energieverluste der RE können mit diesem Spektrometer tiefenselektive Abbildungen erzeugt werden. Die gemessene relative Energieauflösung dieses Spektrometers beträgt 2-3% [29].

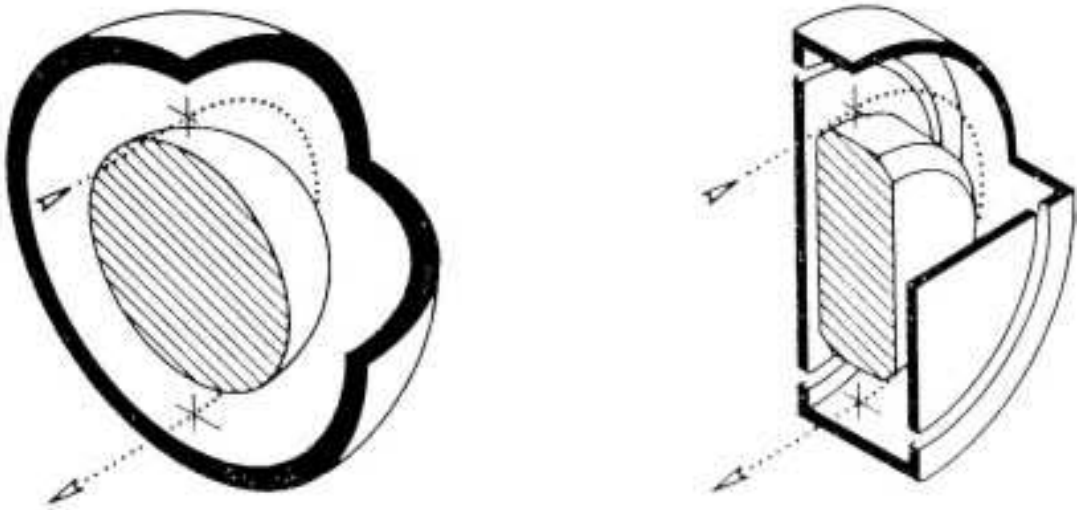


Abbildung 4.4: Vergleich der Geometrie eines sphärischen Spektrometers (links) mit dem Design des Jost’schen Spektrometers (rechts). Die gepunkteten Linien repräsentieren einen zu analysierenden Strahl. (Abbildung aus [26])

In der Literatur gibt es mittlerweile eine Vielzahl von Einkanal SE-Spektrometern und nur einige Mehrkanal SE-Spektrometer. Kruit und Dubbeldam [30] [31] haben ein dispersives Zweikanal Spektrometer nach einem Gegenfeld vorgeschlagen und gebaut, welches vom Strahlengang der PE teilweise abgeschirmt ist und eine Verbesserung des Signal zu Rausch Verhältnisses gegenüber einem reinen Gegenfeldspektrometer darstellt. Bei Plies [32] wird dieses Ergebnis allerdings etwas revidiert, denn die Betrachtungen wurden ohne den Einfluß von lokalen Feldern auf der Probe gemacht. Diese lokalen Felder entstehen durch die Leiterbahn selbst oder durch das Übersprechen von benachbarten Leiterbahnen oder Bonddrähten und führen zu Meßfehlern bei der quantitativen Analyse (siehe auch Kapitel 7.1).
Plies vergleicht die Ergebnisse von Kruit und Dubbeldam mit Messungen von Menzel und Kubalek [21] und findet heraus, dass ohne den Einfluß von lokalen Feldern der dispersive Analysator eine kleinere meßbare Spannung ΔV erzielt als das Gegenfeldspektrometer. Unter Berücksichtigung der lokalen Felder hat aber der Gegenfeldanalysator einen kleineren Spannungsmeßfehler δV. Aufgrund dieser Erkenntnisse hat Plies [32] ein rein dispersives Vielkanalspektrometer vorgeschlagen, bei dem die SE durch die Objektivlinse beschleunigt werden und anschließend mit einem 90° ablenkenden Wien-Filter spektral detektiert werden. Es werden sowohl die Fokussierung des Wien-Filters als auch die dispersiven Eigenschaften des Wien-Filters ausgenutzt. Analytisch wurde für dieses Spektrometer eine Dispersion von D = 10 µm / 0,1 eV berechnet. Eine 90° Ablenkung bedeutet natürlich, dass eine elektrische Elektrode als Gitter ausgebildet werden muß, damit die SE diese durchdringen können. Dies stellt ein Problem dar bei der Erzeugung von homogenen, gekreuzten $\vec{E}$ und $\vec{B}$-Feldern wie sie in einem Wien-Filter erforderlich sind.
Aufgrund obiger Betrachtungen wurde nun ein neuartiges rein dispersives Vielkanalspektrometer konzipiert, das aus einem sphärischen Sektorfeld mit anschließender Zoomlinse und CCD-Detektor besteht. Zur Vermeidung von Störeinflüssen auf die PE werden die SE mittels Wien-Filter aus dem PE-Strahlengang ausgelenkt. Die Wien-Filter dienen hier lediglich zur Auskopplung der SE und nicht zur dispersiven Aufweitung der SE. Die dispersive Zerlegung des SE-Spektrums wird durch das sphärische Sektorfeld erzielt. Das Spektrum wird anschließend elektronenoptisch und lichtoptisch vergrößert, damit es mit einem CCD-Detektor aufgezeichet werden kann. Eine detailierte Beschreibung der Spektrometerkomponenten folgt in Kapitel 5.

4.2 Spektrometerkenngrößen

Elektronenspektrometer können durch die Spektrometerkonstante C und ihre Energieauflösung charakterisiert werden. Mit Hilfe dieser Größen können verschiedene Spektrometer miteinander verglichen werden und Aussagen über deren Qualität gemacht werden. Die **Energieauflösung R** eines Analysators ist gegeben durch:

$$R = \frac{\Delta E}{E_e} \tag{4-2}$$

E_e ist hierbei die Elektronenenergie, auf die der Analysator abgeglichen ist, und ΔE gibt die Halbwertsbreite der Transmissionsfunktion des Analysators an.
In elektrostatisch-dispersiven Analysatoren hängt die Sollbahnenergie E_e direkt von der Potentialdifferenz ΔV der beiden Feldelektroden ab, die das dispersive Feld erzeugen [33]:

$$E_e = keΔV \tag{4-3}$$

Der Kalibrierungsfaktor k ist hierbei eine rein geometrieabhängige Größe, die sehr wichtig ist für die praktische Konstruktion und den Betriebsmodus eines Spektrometers.
Die **Transmissionsfunktion T** eines Spektrometers ist in einer einfachen Form gegeben durch:

$$T = \frac{\text{Anzahl austretender e}^-}{\text{Anzahl eintretender e}^-} \tag{4-4}$$

Diese Definition ist aber nicht sehr genau, da sie von der Energieverteilung der einfallenden Elektronen abhängt. Für einen Punktemitter ist die Transmission auch definiert als:

$$T = \frac{\Omega}{4\pi} \approx \frac{\pi\alpha^2}{4\pi}, \text{ für } \alpha << 1 \tag{4-5}$$

Hier ist Ω der Raumwinkel in den emittiert wird und α der Aperturwinkel der durch eine kreisförmige Aperturblende begrenzt wird.
Eine andere Größe ist die **Luminosity L**, die sich aus dem Produkt der Fläche des Eintrittsspaltes A_S in der Objektebene und der Transmission T ergibt (siehe Abbildung 4.5).

$$L = A_S \cdot T \tag{4-6}$$

Für den Strom I durch den Eintrittsspalt und die Aperturblende gilt:

$$I = \mathrm{K}ΔS\ell_S\pi\alpha^2 \tag{4-7}$$

Mit K = Richtstrahlwert, ΔS = Höhe des Eintrittsspaltes und l_S = Länge des Eintrittsspaltes.
Für $\Omega \approx \pi\alpha^2$ mit $\alpha << 1$ gilt somit:

$$I = KA_S\Omega = 4\pi K \cdot A_S T = 4\pi KL \propto L \tag{4-8}$$

Die wichtigste Vergleichsgröße für unterschiedliche Spektrometer ist die **Spektrometerkonstante C** nach der Formel von Gopinath [34].

$$C = \frac{\Delta V}{snr\sqrt{\Delta f / I_{PE}}} \tag{4-9}$$

Mit ΔV = Spannungsauflösung, snr = Signal zu Rausch Verhältnis, Δf = Bandbreite des Detektionssystems und I_{PE} = Sondenstrom.
Alle Eigenschaften des SE-Detektionspfades, wie der SE-Emissionskoeffizient, die Transmission und die Spannungsauflösung, sind in der Spektrometerkonstanten enthalten.
Man kann die Spektrometerkonstante auch unabhängig vom Sondenstrom und der Bandbreite angeben. Hierzu verwendet man Schottky's Theorem nach dem das quadratisch gemittelte Schrotrauschen $\overline{i_{pe}^2}$ des Sondenstromes, das mit einem System der Bandbreite Δf gemessen wurde, gegen ist durch:

$$\overline{i_{pe}^2} = 2eI_{pe}\Delta f \tag{4-10}$$

Das Schrotrauschen von N Elektronen ist proportional zu $\sqrt{N}$. Setzt man das in Gleichung (4-10) ein, so erhält man:

$$\frac{2eI_{pe}\Delta f}{I_{pe}^2} = \frac{N}{N^2} \tag{4-11}$$

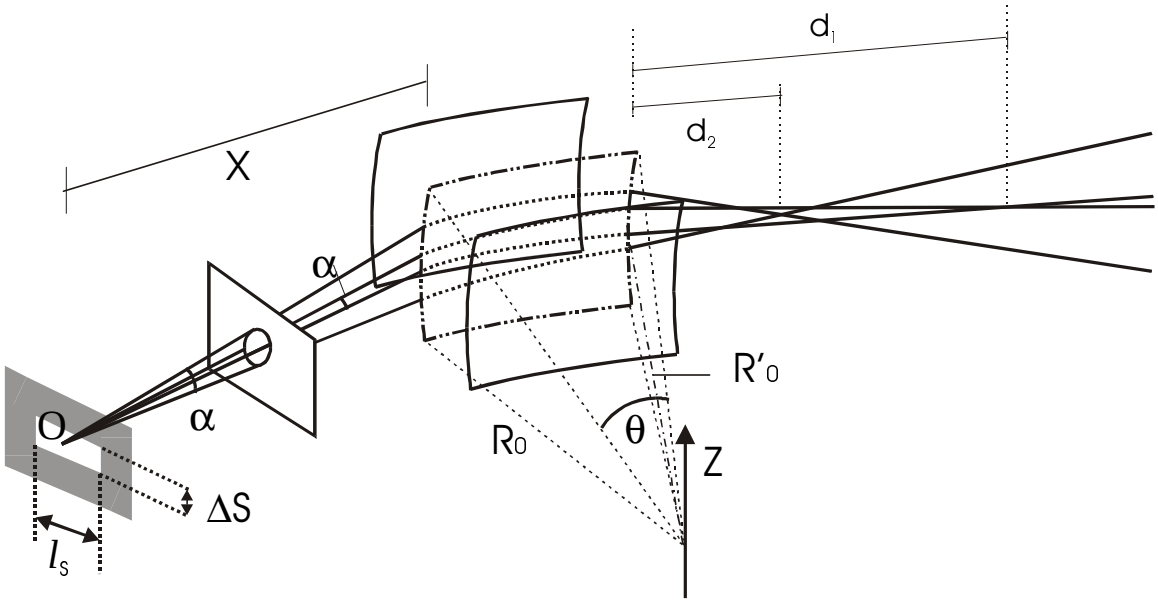


Abbildung 4.5: Ablenkung und Fokussierung von Elektronenstrahlen durch ein toroidales, elektrostatisches Sektorfeld. Der Krümmungsradius der Potentialfläche durch die optische Achse in axialer Ebene ist R'$_0$ und in radialer Ebene R_0. Nur für R'$_0$ = R_0 ist $d_1 = d_2$. D. h. nur im sphärischen Sektorfeld erhält man einen stigmatischen Fokus. Die Eintrittsblende begrenzt das Elektronenbündel und bestimmt somit die Transmission und die Luminosity.

Setzt man jetzt Gleichung (4-11) in Gopinath's Formel ein , so erhält man für die minimale Spannungsauflösung ΔV eines Spektrometers:

$$\Delta V = \frac{C \cdot snr}{\sqrt{2eN}} \tag{4-12}$$

Für das in Kapitel 5 beschriebene außeraxiale Vielkanalspektrometer ergibt sich mit der Spannungsauflösung aus Kapitel 8.2.3 folgende Spektrometerkonstante. Der SE-Strom, der durch den Detektor gelangt, ist typischerweise I = 1nA. Bei einer Aufnahmezeit von 10ms sind das N = 6,25x10^7 Elektronen. Die gemessene Spannungsauflösung ist ΔV = 12,5mV. Bei einem Signal zu Rausch Verhältnis gleich 1, erhält man eine Spektrometerkonstante von $C = 5{,}6 \times 10^{-8} V\sqrt{As}$.

In der Literatur werden die verschiedensten Spektrometer und ihre Konstanten C diskutiert. In der Tabelle 4.1 sind zum Vergleich Einkanal- und Mehrkanal-Spektrometer aufgelistet. Wenn man die Spektrometer vergleicht, muß man darauf achten welche Annahmen für das Signal zu Rausch Verhältnis und die minimale Spannungsauflösung gemacht wurden. Man sieht deutlich dass die Vielkanalspektrometer eine um ein bis zwei Größenordnungen kleinere Spektrometerkonstante haben als Einkanal- oder Zweikanalspektrometer.

Spektrometer	**Spektrometer-konstante** $\left[V\sqrt{As}\right]$	**Bemerkung**	**Quelle**
Vielkanalspektrometer nach Dubbledam	6,7x10^{-10}	snr = 1, ΔV = 1mV, nur theoretische Werte	[22]
Zweikanalspektrometer nach Dubbledam	1,4x10^{-9}	snr = 1, ΔV = 1mV, nur theoretische Werte	[22]
Planares Gegenfeld-spektrometer nach Feuerbaum	8x10^{-9} 5x10^{-8}	Theoretischer Wert Experimentell erreicht	[35] [36]
Sphärisches Gegenfeld-spektrometer nach Plies und Argyo	1,7x10^{-8}	Experimentell erreicht	[36]
Kombinierte Spektrometer-Objektiv Linse nach Frosien und Plies	5x10^{-9}	Experimentell erreicht	[38] [41]
Außeraxiales Vielkanal-spektrometer	5,6 x 10^{-8}	snr = 1, ΔV = 12,5mV, experimentell ermittelt	-

Tabelle 4.1: Vergleich verschiedener Spektrometerkonstanten aus der Literatur mit dem hier vorgestellten außeraxialen Vielkanalspektrometer.

4.3 Spektrometervarianten

Bei den Überlegungen zu dem neuartigen Elektronenspektrometer wurden anfangs mehrere Spektrometervarianten untersucht. Es sollen hier einige der verschiedenen Möglichkeiten vorgestellt werden und deren Vor- und Nachteile qualitativ aufgezeigt werden.

- **Variante 1: Kollimator – Gegenfeld – Szintillator**

Die SE werden durch das Wien-Filter 2 aus dem PE-Strahlengang ausgelenkt und anschließend durch eine außeraxiale magnetische Kollimatorlinse wie in [37], [39] und [40] parallelisiert. Danach kann in einem ebenen Gegenfeldspektrometer [21] (Planares Gitter mit variabler Bremsspannung) die Änderung des Probenpotentials bestimmt werden. Die Elektronendetektion erfolgt anschließend über einen Szintillator oder eine Channel Plate. Statt eines planaren Gegenfeldes kann auch ein sphärisches Gegenfeld eingesetzt werden, wodurch sich die Störeinflüsse von schräg einfallenden SE verringern [41].
Vorteile:

- Für zeitunabhängige Messungen ist für das System nicht zwingend ein Strahlaustastsystem notwendig. Ein solches System sollte möglichst auf der Höhe einer Zwischenbildebene angebracht werden, damit es beim Ausblenden zu keiner Verschmierung des Bildpunktes, sondern zu einer kontinuierlichen Intensitätsabnahme an der Probenstelle kommt. Der Einbau eines Strahlaustastsystems ist somit bei einem telezentrischen Strahlengang ohne Cross-Over wie er hier vorliegt nicht zufriedenstellend möglich.
- Einfache Geometrie: Die Herstellung von magnetischen Linsen und planaren Gittern ist bekannt und leicht zu bedienen und auch preisgünstig herzustellen.

Nachteile:

- Da es sich um ein Einkanalspektrometer handelt, hat man ein schlechtes Signal zu Rausch (S/N) Verhältnis und eine schlechtere Energieauflösung wie bei einem Mehrkanalspektrometer [30] [31] [42].

- Für den Einbau einer Kollimatorlinse ist es aus Platzgründen notwendig, dass die SE sehr stark durch das Wien-Filter 2 abgelenkt werden. Dies ist aber nicht möglich, da sich das Wien-Filter 2 in der Objektivlinse befindet und Ablenkwinkel von mehr als 20° nicht zu realisieren sind. Um größere Ablenkwinkel zu realisieren, müsste man ein neues, längeres Wien-Filter oberhalb der Objektivlinse einsetzen. Dafür ist aber nicht ausreichend Platz vorhanden.

- **Variante 2: Kollimator – TOF Spektrometer – Channel Plate**

Nach dem Auslenken der SE werden sie in einer außeraxialen Kollimatorlinse parallelisiert und anschließend in einem Flugzeitspektrometer [40] [43] [44] analysiert. Als Detektor kann z. B. eine Channel-Plate eingesetzt werden.

Vorteil:

- Besseres S/N Verhältnis, da ein Mehrkanaldetektor benützt wird und somit auch eine bessere Energieauflösung als bei einem reinen Gegenfeldspektrometer möglich ist.

Nachteile:

- Ein Strahlaustastsystem ist Voraussetzung.
- Viel Auswerteelektronik und Hochfrequenztechnik.
- Bestehendes Wien-Filterkonzept ist nicht geeignet (siehe oben).

- **Variante 3: Elektrostatisches Kugelsektorfeld – Gegenfeld – CCD Zeilensensor**

Die SE werden nach dem Wien-Filter 2 mit einem Sektorfeld noch weiter von der PE-Achse abgelenkt. Anschließend können sie in einem Bremsfeld verlangsamt werden und mittels Zeilen CCD detektiert werden. Die dispersive Aufspaltung geschieht im Sektorfeld. Das Kugelsektorfeld ist dem Zylindersektorfeld aufgrund der stigmatischen Fokussierung vorzuziehen [47]

Vorteile:

- Ausreichende Auslenkung der SE von der optischen Achse der PE.
- Mehrkanaldetektor durch Einsatz einer Zeilen-CCD mit besserem S/N gegenüber einem Einkanaldetektor.
- Wahlweiser Betrieb als Mehrkanal- oder Einkanaldetektor (Eine Signalintegration über die gesamte CCD-Zeile ist möglich.).

Nachteile:

- Direkt beleuchtete Zeilen CCD’s sind teuer und empfindlich.
- Die Dispersion des Sektorfeldes allein ist nicht ausreichend.
- Bei einem günstigen Sektorwinkel von $\theta = 74°$ und einer Gegenstandsweite von g = 60mm (Abstand von Cross-Over im Wien-Filter zum Beginn des Sektorfeldes) ergibt sich für den Radius R_0 des Sektorfeldes (siehe Abbildung 4.5): $R_0 = g * \tan\theta = 209$ mm, wenn die SE-Bahnen nach dem Kugelsektorfeld kollimiert verlaufen sollen. Ein derart großes Sektorfeld läßt sich aus Platzgründen in die vorhandene Säule nicht einbauen.

- **Variante 4: Sektorfeld – Kollimator – Gegenfeld – Detektor**

Die SE werden nach dem Wien-Filter 2 über ein elektrostatisches Sektorfeld weiter ausgelenkt und anschließend in einer magnetischen Kollimatorlinse parallelisiert. Danach sind zwei ebene Gegenfelder angeordnet [30], [31], in denen die Elektronen abgebremst werden. In Abbildung 4.6 ist diese Anordnung dargestellt. Bei ausgeschalteten Gegenfeldern können die SE über einen auf der Achse angebrachten Detektor (z. B. Everhart Thornley Detektor) registriert werden und zur konventionellen Bildgebung dienen. Bei eingeschalteten Gegenfeldern kann das SE-Spektrum in 2 Teilen aufgenommen werden und so ein besseres S/N Verhältnis erreicht werden als bei einem Einkanalspektrometer. Vor der Kollimatorlinse ist eine Blende angebracht die die störenden RE ausfiltert. Die Parallelisierung der SE geschieht in der magnetischen Kollimatorlinse. In dem längs der Achse inhomogenen Magnetfeld fliegen die SE auf einer Spiralbahn mit einer kontinuierlich kleiner werdenden Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur z-Achse. Für $B_i >> B_f$ gilt für die Winkel der Bahngeschwindigkeit [40]:

$$\frac{\sin\alpha_i}{\sin\alpha_f} = \sqrt{\frac{B_i}{B_f}} \tag{4.13}$$

Diese Beziehung ist nur gültig, wenn sich das Magnetfeld, das auf ein Elektron während einer Umdrehung (Larmor-Drehung) wirkt, nur vernachlässigbar wenig verändert. Der Drehimpuls ist dann eine Erhaltungsgröße.

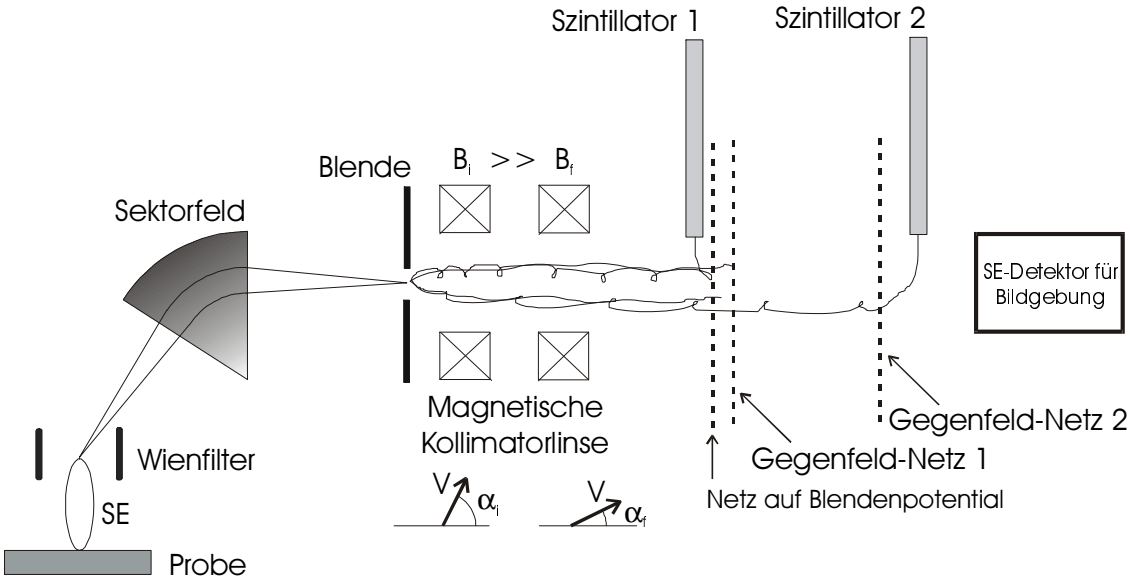


Abbildung 4.6: 2-Kanal Spektrometer mit Sektorfeld, magnetischer Kollimatorlinse und 2 planaren Gegenfeldgittern. Elektronen, die das Gegenfeld 1 nicht überwinden können, werden von dem Szintillator 1 detektiert. Elektronen, die die Gegenfelder 1 und 2 überwinden können, werden von dem Szintillator 2 detektiert. Bei ausgeschalteten Gegenfeldern können die SE mit einem Detektor auf der Achse für eine konventionelle Bildgebung benützt werden.

Vorteile:

- Ausreichende Ablenkung der SE durch Sektorfeld
- Planare Gegenfelder sind einfach herzustellen und anzusteuern
- 2-Kanal Technik verbessert das S/N Verhältnis gegenüber einem Kanal

Nachteil:

- Aufwendiger Aufbau durch Kollimatorlinse

- **Variante 5: Sektorfeld – Verzögerungslinse - Gegenfeld**

Die SE werden wie oben nach dem Wien-Filter 2 über ein elektrostatisches Sektorfeld weiter ausgelenkt und anschließend über eine elektrostatische Verzögerungslinse abgebremst und kollimiert. Vor der Linse befindet sich wieder eine Selektionsblende zur Unterdrückung der RE. Nach der Abbremsung wird das Integral über das SE Spektrum mittels eines Gegenfeldspektrometers aufgezeichnet.

Vorteil:

- Die SE mit einer Energie von 8 keV können z. B. durch eine elektrostatische 3-Rohrlinse mit dem Potentialverhältnis $V_1/V_3 = 8$ bis auf eine Energie von 1keV abgebremst werden, bevor sie analysiert werden.

Nachteil:

- Es handelt sich nur um ein Einkanalspektrometer.

Zusammenfassung:
Aus den obigen Betrachtungen läßt sich ersehen, dass die SE auf jeden Fall nach dem Wien-Filter noch weiter ausgelenkt werden müssen. Zu diesem Zweck ist ein Kugelsektorfeld aufgrund der Doppelfokussierung dem Zylindersektor vorzuziehen. Eine Analyse des SE-Spektrums durch ein Mehrkanalspektrometer erzielt wegen des besseren S/N Verhältnisses eine bessere Spannungsauflösung als ein Gegenfeldspektrometer. Bei den Vielkanalspektrometern ist ein CCD-Chip leichter zu betreiben als ein Flugzeitspektrometer mit komplizierter Auswerteelektronik. Für eine ausreichend große Dispersion muß das SE-Spektrum nach dem Sektorfeld noch weiter vergrößert werden.
Dieser Ansatz bringt uns zu dem in Kapitel 2.1 beschriebenen Vielkanalspektrometer, bei dem das SE-Spektrum nach dem Sektorfeld durch eine kombinierte elektronenoptische und lichtoptische Vergrößerung auf einem CCD-Chip aufgezeichnet wird. Eine Abbremsung der SE ist bei diesem Spektrometer nicht erforderlich.

4.4 Spezielle Spektrometeranforderungen

Das Mehrkanal SE-Spektrometer soll dazu dienen, quantitative Aussagen über Potentiale in integrierten Schaltungen zu liefern. In modernen ICs beträgt der

Schaltungspegel einer Leiterbahn maximal 4V zwischen eingeschaltetem und ausgeschaltetem Zustand. Betrachtet man das Emissionsspektrum der SE z.B. aus Aluminium (siehe Abbildung 4.7) so sieht man, dass die meisten Elektronen eine Energie zwischen 0 und 5 eV haben. Vernachlässigt man jetzt noch die SE bis 1 eV so kann man eine Energiebreite von 4 eV annehmen, bei der man das meiste Signal erhält.
Für ein Mehrkanalspektrometer, mit dem man das komplette SE-Spektrum auf einmal detektieren möchte, bedeutet das also unter Berücksichtigung eines Schaltungspegels von 4V auf der Leiterbahn einen Gesamtenergiebereich von 8eV in der Detektionsebene des Spektrometers. Bei der hier vorliegenden Spektrometervariante ist dies ein CCD-Chip mit 1280 × 1024 Pixeln. Die Pixelgröße beträgt 6,7 µm × 6,7 µm. Es ist also möglich das Spektrum z. B. in 1280 Kanäle zu unterteilen. Nimmt man jetzt eine Verteilung des sich mit dem Probenpotential verschiebenden effektiven SE-Spektrums auf alle 1280 Kanäle an, so erhält man eine geforderte Dispersion von D = 8,58mm/8eV ≈ **1,07mm/eV** auf dem CCD-Chip. Dieser Wert wird kombiniert elektronenoptisch und lichtoptisch erreicht. Als eigentlich dispersives Element wird ein sphärisches Sektorfeld eingesetzt, welches das SE-Spektrum erzeugt. Dieses Spektrum wird anschließend durch eine elektronenoptische Zoomlinse, bestehend aus 5 Rohrelektroden, auf einen YAG-Szintillator vergrößert abgebildet. Von dort wird das Spektrum noch einmal lichtoptisch über ein Mikroskopobjektiv vergrößert auf den CCD-Sensor abgebildet. Bei einem 20-fach Objektiv muß also eine Dispersion von D_{YAG} = 53,6 µm/eV auf dem YAG gefordert werden. Das elektronenoptische System muß jetzt so entworfen werden, dass diese Bedingung erfüllt ist (siehe Kapitel 5.2).

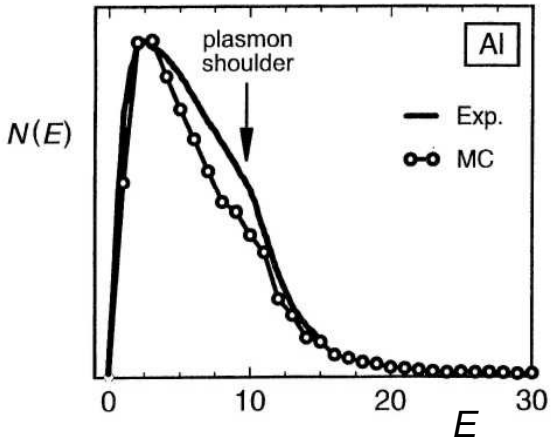


Abbildung 4.7: Emissionsspektrum der SE aus Aluminium. Die Monte Carlo Simulation (MC) von J.-Ch. Kuhr und H.-J. Fitting [48] ist gegenüber den experimentellen Daten (Exp) von Pillon et al. [49] dargestellt. Bei 10 eV sieht man die sogenannte „Plasmonenschulter“, die durch Plasmonenzerfall und anschließende Anregung von Elektronen aus dem Ferminiveau resultiert.

5 Außeraxiales Mehrkanalspektrometer

Wie in Kapitel 2.1 schon erwähnt, besteht das hier vorgestellte neue außeraxiale Mehrkanalspektometer aus 3 wichtigen Komponenten:

1. Das sphärische Sektorfeld
Das sphärische Sektorfeld ist das eigentlich dispersive Element des Spektrometers und bestimmt die minimal detektierbaren Spannungsunterschiede ΔV.

1. Zoomlinse mit Quadrupolelektrode
Die Zoomlinse ist eine zweistufige Rohrlinse, die das durch das sphärische Sektorfeld dispersiv aufgespaltene SE-Spektrum nochmals vergrößert. Die Bezeichnung „Zoomlinse“ bezieht sich hier auf die Variation der Vergrößerung bei konstanter Bildweite und nicht, wie manchmal in der Elektronenoptik verwendet auf die Variation der Elektronenenergie [6]. Als Besonderheit ist die zweite Elektrode der ersten Rohrlinse als Quadrupol ausgebildet, was eine Intensitätsoptimierung des SE-Spektrums senkrecht zum dispersiven Schnitt ermöglicht, indem ein Strichfokus erzeugt wird.

1. Bildwandlerkette
Die Bildwandlerkette besteht aus einem YAG-Szintillator, Mikroskopobjektiv und CCD-Kamera. Im YAG wird das SE-Spektrum in Licht umgewandelt und via Vergrößerungsobjektiv und CCD-Kamera aufgenommen. Anschließend kann das Spektrum am PC ausgewertet werden.

Im folgenden werden die Einzelkomponenten detailiert beschrieben. Ein besonderer Schwerpunkt liegt dabei auf dem sphärischen Sektorfeld und der Zoomlinse. Die Bildwandlerkette wird hier nur vorgestellt. Eine detaillierte Beschreibung findet man in der Diplomarbeit von Matijevic [50] die im Rahmen dieser Arbeit entstanden ist.

5.1 Der Kugelsektor

5.1.1 Potentialverteilung im Sektorfeld

Unter Vernachlässigung der Randfelder (SCOFF Näherung, Sharp Cut-Off Fringing Field) läßt sich die elektrische Dipolfeldstärke

$$\Phi_{1C} = \left.\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right|_{\substack{x=0 \\ y=0}} = \Phi_{1C}(z) \tag{5-1}$$

des elektrischen Potentials $\varphi = \varphi(x, y, z)$ innerhalb eines Kugelkondensators als Kastenverteilung entlang der gekrümmten optischen Achse beschreiben. Es ergibt sich für das elektrische Potential:

$$\varphi = \Phi_0 + 2A\left\{1 - \frac{R_0}{\sqrt{(R_0 + x)^2 + y^2}}\right\}. \tag{5-2}$$

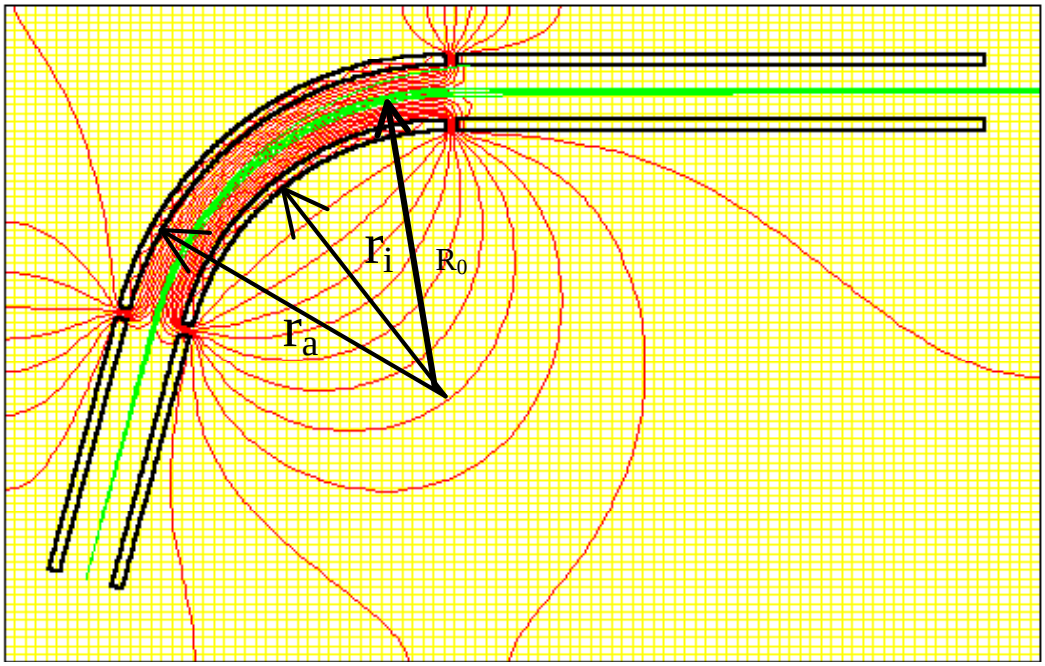


Abbildung 5.1: Potentialverteilung eines Sektorfelds mit r_i = 35 mm und r_a = 45 mm. Die Enden des Sektorfeldes werden mit Randfeldelektroden abgeschirmt. Man sieht das Ray-Tracing von 9 keV SE, die auf der optischen Achse unter einem Winkel $\varepsilon = \pm 0{,}5°$ mit $\Delta\varepsilon = \pm 0{,}25°$ starten. Für R_0 = 40 mm gilt: φ_i = 11571 V und φ_a = 7000 V.

Die Größe A hängt von den beiden Potentialen φ_i und φ_a der inneren und äußeren Elektrode des Kugelkondensators ab. R_0 ist der Krümmungsradius der gewählten optischen Achse und Φ_0 ist das Potential auf dieser Achse. Für die Potentialbelegung

der inneren und äußeren Elektroden des Kugelsektors, ergibt sich nach Rose [52][5] die Beziehung:

$$\varphi_i = \Phi_0\left(-1+2\frac{R_0}{r_i}\right) \quad \text{und} \quad \varphi_a = \Phi_0\left(-1+2\frac{R_0}{r_a}\right), \tag{5-3}$$

mit r_i und r_a = Radien der inneren und äußeren Elektroden. Aus diesen Relationen erhält man den Krümmungsradius R_0 der optischen Achse

$$R_0 = r_i r_a \frac{V_i - V_a}{V_i r_i - V_a r_a}. \tag{5-4}$$

Wobei $V_i = \varphi_i - \Phi_0$ und $V_a = \varphi_a - \Phi_0$ die Spannungsbelegungen von innerer und äußerer Elektrode des Kugelsektors sind. Bei einer antisymmetrischen Potentialbelegung der Elektroden $V_i = -V_a = V$ erhält man für den Radius der optischen Achse

$$R_0 = \frac{2r_i r_a}{r_i + r_a} = \frac{(\text{geometrisches Mittel})^2}{\text{arithmetisches Mittel}}. \tag{5-5}$$

Im vorliegenden Fall ist es aber günstiger, die optische Achse genau in die arithmetische Mitte $R_0 = (r_a + r_i)/2$ der beiden Elektroden zu legen, was eine einfachere Justage für das spätere System bedeutet. In Abbildung 5.1 ist die Potentialvertelung eines Sektorfelds mit r_i = 35 mm und r_a = 45 mm abgebildet. Die Enden des Sektorfeldes werden mit Randfeldelektroden ohne zusätzliche Ein- und Austrittsblenden abgeschirmt[6]. Man sieht das Ray-Tracing von 9 keV SE, die auf der optischen Achse unter einem Winkel $\varepsilon = \pm 0{,}5°$ in Schritten von $\Delta\varepsilon = 0{,}25°$ starten. Nach Verlassen des Sektorfeldes werden die SE wieder fokussiert. Für R_0 = 40 mm ergibt sich nach Gleichung 5-3 folgende Potentialbelegung der Kugelsektoren:

$$\varphi_i = \Phi_0 \frac{r_a}{r_i} = 11571\ \text{V} \ \text{und} \ \varphi_a = \Phi_0 \frac{r_i}{r_a} = 7000\ \text{V}.$$

Hier ist $\Phi_0 = \sqrt{\varphi_i \varphi_a} = 9000V$ das geometrische Mittel der Elektrodenpotentiale φ_i und φ_a.

---

[5] In Gleichung (9) dieses Artikels muss der Faktor 3 durch –1 korrigiert werden.

[6] Eine Störung der Potentialverteilung in der Region der Ein- und Austrittsblenden und an den Enden der Elektroden führt zu Abweichungen der Fokuseigenschaften eines realen im Vergleich zu denen eines idealen Analysators. Die Ein- und Austrittsblenden bilden Hauptbahnpotentialflächen, die senkrecht zu den idealen Äquipotentiallinien verlaufen und so den Feldverlauf stören, wodurch z. B. beim sphärischen Sektorfeld die Fokussierungsbedingung 2. Ordnung nach 180° nicht mehr erfüllt ist. Nach Herzog [45] läßt sich das Problem durch eine Verringerung des Elektrodenwinkels und Einführung eines definierten Winkelabstands zwischen Ablenkelektroden und Ein- bzw. Austrittsblenden beheben. Die Erniedrigung des Ablenkwinkels ist eine Funktion des Elektrodenabstandes und der Blendengröße [47].

5.1.2 Optische Eigenschaften des Sektorfeldes

Die Bahngleichung eines Elektrons mit der Masse m, der Ladung -e und der Energie $E_e = e\Phi_0 = 1/2\, mV_0^2$ in einem elektrostatischen Kugelsektor ergibt sich aus Zentrifugalkraft und elektrischer Kraft. Das Elektron bewegt sich auf einer Kreisbahn mit dem Radius R_0 wenn gilt [51]:

$$\frac{mV_0^2}{R_0} = eE_e \tag{5-6}$$

Und somit ist die Feldstärke E_0

$$E_0 R_0 = 2\Phi_0 \,. \tag{5-7}$$

Die Geschwindigkeit v_0 des Elektrons bleibt nur auf der Bahn mit dem Radius R_0 konstant, weil für das Potential außerhalb von R_0 gilt: $\Phi(r,z) \neq \Phi_0$.

Die Lage der Hauptebenen und Foci des Sektorfeldes ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Eine ausführliche Herleitung dieser Beziehungen findet man bei Grivet [51]. Im horizontalen Schnitt gilt für die Brennweiten:

$$f_H' = -f_H = \frac{R_0}{\sin\theta} \qquad \text{und} \qquad g_H' = -g_H = \frac{R_0}{\tan\theta} \tag{5-8}$$

Im vertikalen Schnitt gilt:

$$f_V' = -f_V = \frac{R_0}{\sin\theta} \qquad \text{und} \qquad g_V' = -g_V \frac{R_0}{\tan\theta} \tag{5-9}$$

Man sieht dass für den Fall des Kugelkondensators die Beziehungen für die Brennweiten in beiden Schnitten gleich sind. Der elektrostatische Kugelkondensator stellt also ein stigmatisch fokussierendes System dar mit dem Elektronen unterschiedlicher Energie getrennt werden können.

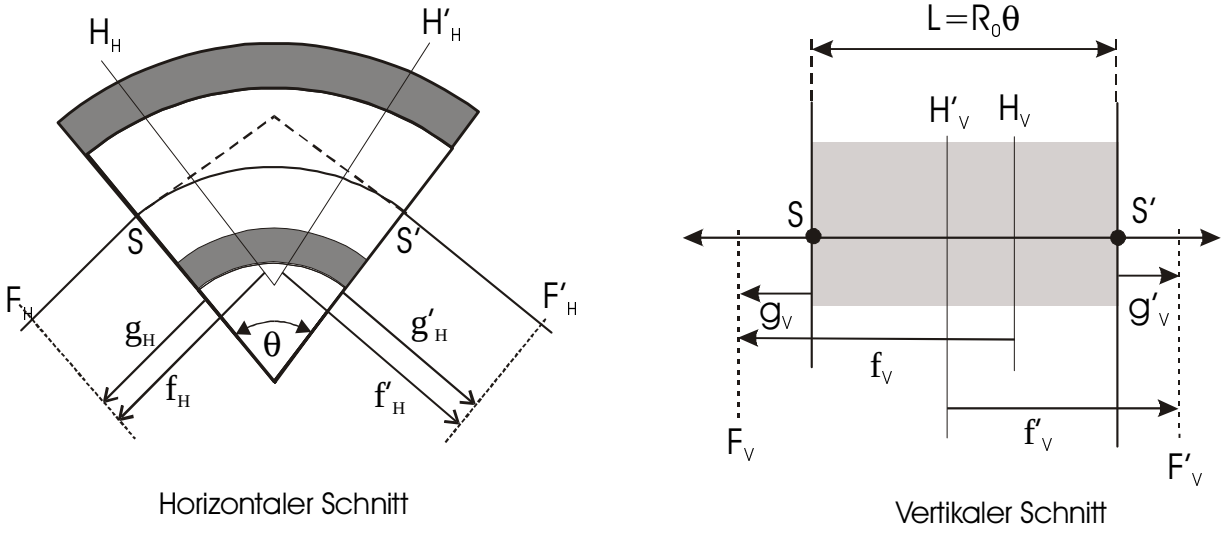


Abbildung 5.2: Lage der Foci und Hauptebenen eines Kugelsektorfeldes im horizontalen und vertikalen Schnitt.

5.1.3 Dispersion und theoretische Energieauflösung

Die Dispersion des Kugelsektors in der Bildebene (das heißt, die Fähigkeit geladene Teilchen in der Bildebene um d_s zu trennen, die einen unterschiedlichen Startimpuls p_0 und $p_0 + \Delta p$ am gleichen Ausgangsort P besitzen,) ist definiert als (siehe Abbildung 5.3):

$$D = \frac{d_S}{\Delta E} \tag{5-10}$$

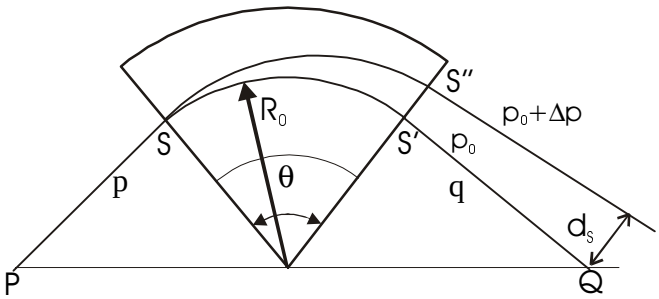


Abbildung 5.3: Dispersion eines elektrostatischen Sektorfeldes

Bruck [53] hat für den Kugelkondensator analytisch gezeigt, dass die Dispersion als dimensionslose Größe $D_e = D\,E_0/R_0$ und die Vergrößerung M_H in der horizontalen Ebene über eine einfache Beziehung geometrischer Größen verknüpft sind,

$$D_e = 1 - M_H . \tag{5-11}$$

M_H ist die lineare Vergößerung in der horizontalen Ebene und ist gegeben durch:

$$M_H = \cos\theta - \frac{q}{R_0}\sin\theta \tag{5-12}$$

Die Punkte P, Q und der Mittelpunkt des Sektorfeldes liegen nach der Regel von Barber [54] auf einer Geraden. Die reale Aufspaltung d_S zwischen Elektronen mit den Energien Φ_0 und $\Phi_0(1+\Delta\Phi/\Phi_0)$ in der Gaußschen Bildebene hängt ab von R_0 und ist gegeben durch [51]:

$$d_S = R_0 D_e \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0} = R_0(1-M_H)\frac{\Delta\Phi}{\Phi_0} \tag{5-13}$$

Unter Vernachlässigung von Aberrationen kann man ein theoretisches Auflösungsvermögen erster Ordnung definieren,

$$R_e = \Phi_0 / \Delta\Phi = \frac{R_0 D_e}{|M|\, a_0 + s_0}. \tag{5-14}$$

Hier ist a_0 die Breite eines Objektes, die durch das Sektorfeld auf $a_i = |M|\, a_0$ in der Bildebene vergrößert wird. s_0 ist die Spaltbreite eines Schlitzes der auf der Achse bei Q positioniert wird. Im realen System wird das Auflösungsvermögen etwas schlechter sein, weil hier die Aberrationen, insbesondere der Öffnungsfehler zweiter Ordnung, eine nicht unwesentliche Rolle spielen.
Für das in dieser Arbeit vorliegende System mit einem elektrostatischen Kugelsektor ergibt sich mit R_0 = 40 mm, q = 78,4 mm und θ = 75° nach Gleichung (5-11) für die dimensionslose Dispersion D_e = 2,63. Das liefert nach Gleichung (5-13) eine reale Aufspaltung von $d_s/\Delta E$ = 11,7 µm/eV in der Gausschen Bildebene für ein Kugelsektorfeld das auf 9 keV Sekundärelektronen abgeglichen ist. Berechnungen mit GIOS liefern für die Aufspaltung im realen Fokus $d_s/\Delta E$ = 7,87 µm/eV. Dieser Wert gilt für SE die von der Probe starten und nach Durchlaufen des WF im Kugelsektor eine zusätzliche Dispersion erfahren haben. Im Anhang 10.4. ist eine Vorberechnung für den Einsatz von GIOS ausgeführt. Es wird der virtuelle Startpunkt von Elektronen in einem elektrostatischen Längsfeld berechnet, da GIOS keine Beschleunigungsfelder verarbeiten kann.

5.2 Elektrostatische Zoomlinse mit Quadrupolelektrode

Die Zoomlinse besteht aus einer Linsenanordnung, bei der zu vorgegebener Gegenstands- und Bildweite die Vergrößerung variiert werden kann. Bei der vorliegenden Zoomlinse handelt es sich um ein Duplett von zwei elektrostatischen Einzellinsen. Die Anordnung der zylinderförmigen Elektroden ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Elektroden 1, 3 und 5 liegen auf gleichem Potential ($V_1 = V_3 = V_5$), so dass keine Verzögerungs- oder Beschleunigungslinse vorliegt. Die Elektroden mit den Potentialen V_1, V_2 und V_3 bilden die Einzellinse 1 und die Elektroden mit den

Potentialen V_3, V_4 und V_5 die Linse 2. Über die Variation der Potentiale V_2 und V_4 wird die Vergrößerung der Zoomlinse bei konstanter Endbildweite verändert. Für paraxiale Elektronenbahnen gilt Newton's Gleichung für dicke Linsen,

$$(g_1 - F_1)(b_1 - F_2) = f_1 f_2 . \tag{5-15}$$

Für die laterale Vergrößerung einer Linse gilt:

$$M_L = \frac{-f_1}{g_1 - F_1} = \frac{b_1 - F_2}{-f_2} \tag{5-16}$$

Somit ergibt sich für ein kombiniertes System aus 2 Einzellinsen eine Gesamtvergrößerung von,

$$M_{ges} = M_{\mathrm{I}} \cdot M_{\mathrm{II}} = \frac{-f_1}{g_1 - F_1} \cdot \frac{b_2 - F_2'}{-f_2'} . \tag{5-17}$$

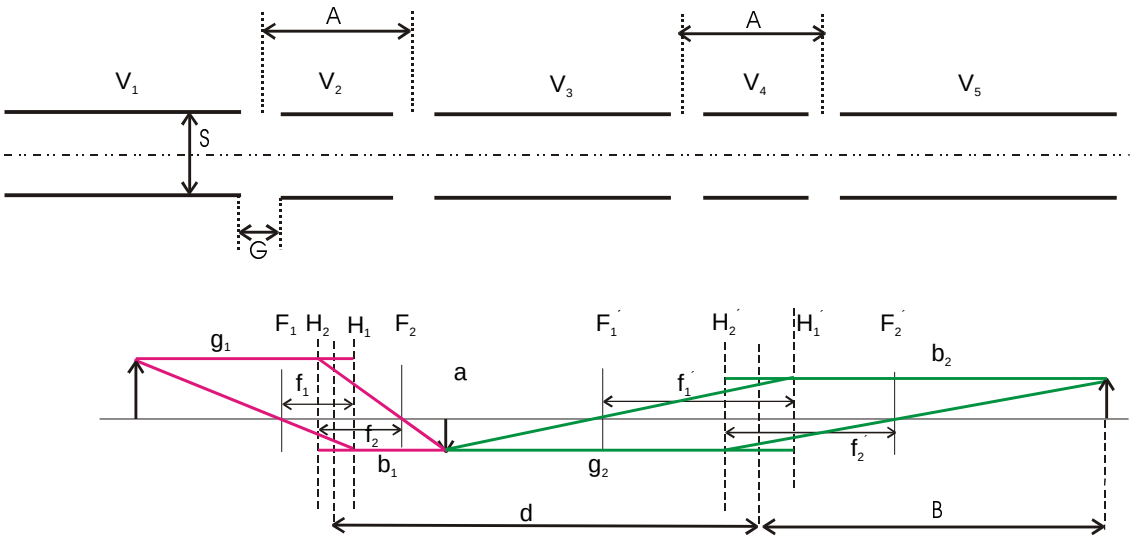


Abbildung 5.4: Elektrostatisches Rohrlinsen Duplett: Im oberen Teil sind die fünf Elektroden mit den Potentialen V_1 bis V_5 dargestellt. S = Elektrodeninnendurchmesser, G = Elektrodenabstand (Für alle Linsenelemente gleich), A = Länge der Mittelelektrode (Gemessen von Spaltmitte zu Spaltmitte), d = Abstand der beiden geometrischen Linsenmitten, B = Bildweite von der geometrischen Linsenmitte der Linse 2. V_1 bis V_3 erzeugen die erste Einzellinse und V_3 bis V_5 erzeugen die zweite Einzellinse. Darunter sind die Lagen der Linsenhauptebenen und Foci samt Abbildungsstrahlengang gezeichnet. $g_{1/2}$ = Gegenstandsweite der Linse 1/2, $b_{1/2}$ = Bildweite der Linse 1/2, f_1 = gegenstandsseitige Brennweite, f_2 = bildseitige Brennweite, H_1 gegenstandsseitige Hauptebene, H_2 = bildseitige Hauptebene, F_1 = gegenstandsseitiger Brennpunkt, F_2 = bildseitiger Brennpunkt. Die gestrichenen Größen der Linse zwei entsprechen der Bedeutung nach den ungestrichenen der Linse eins.

Bei festgelegter Gegenstandsweite g_1 und Endbildweite b_2 läßt sich bei der Zoomlinse durch Variation der Linsenbrennweiten der 2 einzelnen Linsen die Vergrößerung variieren. Der Zusammenhang zwischen Brennweite und Potentialbelegung ist für elektrostatische Linsen gegeben durch die Helmholtz-Lagrangegleichung. Für eine Rohrlinse mit 3 Elektroden gilt allgemein:

$$\frac{f_1}{f_2} = \sqrt{\frac{V_1}{V_3}} \tag{5-18}$$

Im symmetrischen Fall einer Einzellinse[7], bei der $V_1 = V_3$ ist, erhält man so für die Brennweiten $f_1 = f_2$ und für die Brennebenen $F_1 = F_2$. Die Linsenparameter sind somit nur eine Funktion des Spannungsverhältnisses V_1/V_2. In Abhängigkeit von den geometrischen Größen A, S und G (siehe Abbildung 5.4) können für verschiedene Spannungsverhältnisse V_1/V_2 die Linsenparameter und Linsenfehler berechnet werden.
Eine tabellarische Auflistung ausgewählter Beispiele findet man z. B. bei Harting und Read [6].
In Abbildung 5.5 ist die laterale Vergrößerung der angepaßten Zoomlinse aufgetragen. Die Potentialbelegungen wurden mit dem Programm EOPT aus dem Programmpaket MEBS3D von E. Munro ermittelt. Es wurde die Anspannung der Linse 1 variiert und anschließend die Linse 2 so angepaßt, dass das Bild konstant bei einer Bildweite von B = 122,5 mm liegt (YAG-Ebene). Die geometrischen Abmessungen sind: S = 15 mm, A/S = 0,5, G/S = 0,1, d = 44,5 mm.

[7] Per Definition gilt für eine Einzellinse $V_1 = V_3$ und für das Potential der Mittelelektrode $V_2 = 0$. In der Literatur werden aber meistens alle 3-Elementlinsen mit symmetrischer Potentialbelegung und $V_2 \neq 0$ auch als Einzellinsen bezeichnet. Aus Gründen der Verständlichkeit wird diese letztere Bezeichnung hier übernommen.

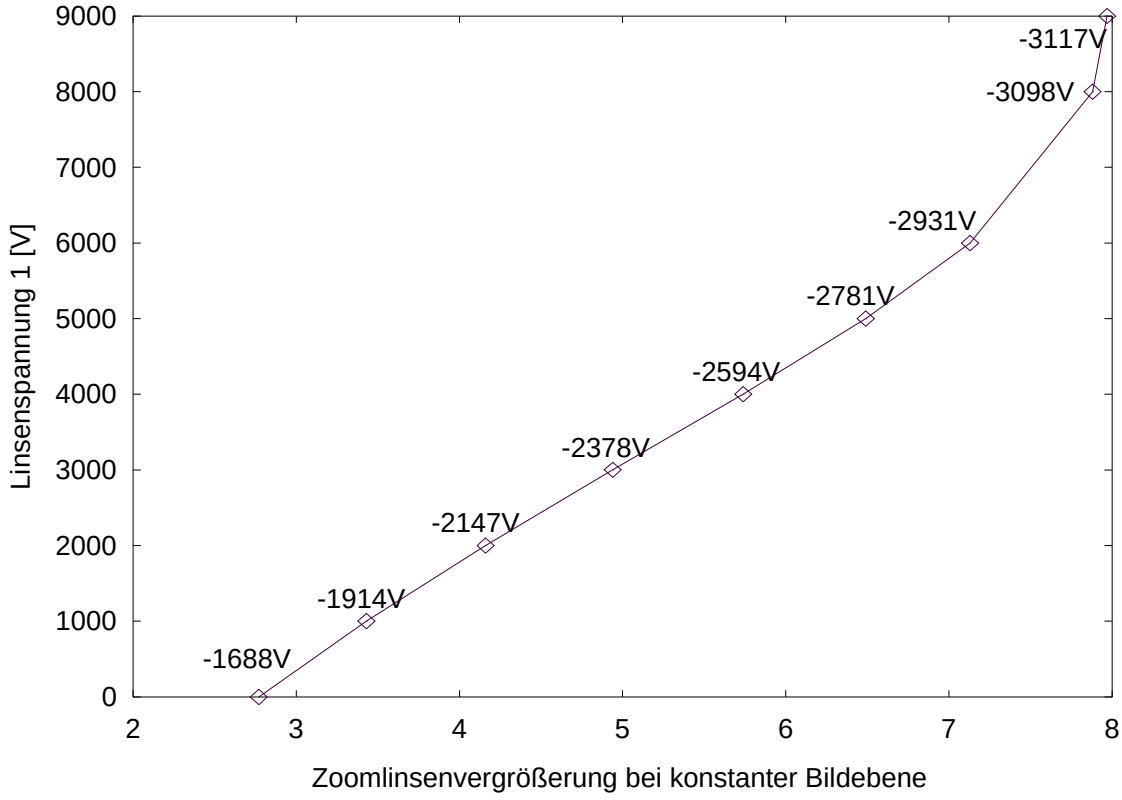


Abbildung 5.5: Laterale Vergrößerung der elektrostatischen Zoomlinse bei konstanter Bildweite (B = 122,5mm). Auf der Ordinate ist die Linsenspannung 1 aufgetragen, welches die Potentialbelegung V_2 der Mittelelektrode der Einzellinse 1 für $V_1 = V_3 = 9$kV ist. Alle vier Quadrupolelemente der segmentierten Elektrode 2 sind gleich erregt. Die Werte im Schaubild sind die Potentialbelegungen V_4, der Mittelelektrode von der Einzellinse 2 für $V_3 = V_5 = 9$ kV. Der Fokus wird festgehalten bei B = 122,5mm (Ebene des YAG-Kristalls). Das stark negative Potential an der Elektrode V_4 ist nur deshalb möglich weil die Mittelelektroden der Einzellinsen im Verhältnis zum Durchmesser sehr kurz sind. Daher hat man auf der optischen Achse einen starken Felddurchgriff vom Potential der angrenzenden Elektroden und ein resultierendes positives Achspotential.

Aus den minimalen Spektrometeranforderungen in Kapitel 4.4 geht hervor, dass auf dem YAG eine Dispersion von D_{YAG} = 41,66 µm/eV gefordert wird. Der Kugelsektor liefert wie oben besprochen eine reale Aufspaltung von $d_s/\Delta E$ = 7,87 µm/eV. Somit ergibt sich für die Vergrößerung der Zoomlinse,

$$M_L = \frac{D_{YAG}}{d_s / \Delta E} \approx 5\,. \qquad (5\text{-}19)$$

Diese Bedingung ist erfüllt für V_2 = 3000 V und V_4 = -2378 V. Das stark negative Potential an der Elektrode V_4 ist nur deshalb möglich weil die Mittelelektroden der Einzellinsen im Verhältnis zum Durchmesser sehr kurz sind. Daher hat man auf der optischen Achse einen starken Felddurchgriff vom Potential der angrenzenden Elektroden und somit ein resultierendes positives Achspotential.

Man sieht eine Abnahme der Vergrößerung bei zunehmender negativer Anspannung der Linse 1 (bezüglich der SE-Energie von 9 keV). Dies ist klar weil dadurch die Gegenstansweite für die Linse 2 vergrößert wird, aber die Bildweite konstant bleibt. Wird die Linse 1 nicht erregt (V_2 = 9 kV) so hat die Gesamtlinse eine Vergrößerung von M_L = 7,9.

5.2.1 Einfluß des Quadrupols

Die Elektrode zwei ist als Quadrupol ausgebildet, damit der stigmatische Fokus auf einen Strich in senkrechter Richtung zur dispersiven Ebene eingestellt werden kann. Dies liefert eine höhere Energieauflösung, weil die zusätzliche Fokussierung des Quadrupols in der dispersiven Ebene ausgenutzt wird. Durch vertikales Binning in der CCD Kamera läßt sich noch eine Verkürzung der Integrationszeiten bei der Aufnahme erreichen. In Abbildung 5.6 ist die Geometrie des Quadrupols mit dazugehörigem Potential auf der Elektrodenoberfläche von 0 bis π dargestellt. Zwischen den Segmenten wird das Potential linear interpoliert und durch die normierte Funktion f(Θ) beschrieben.

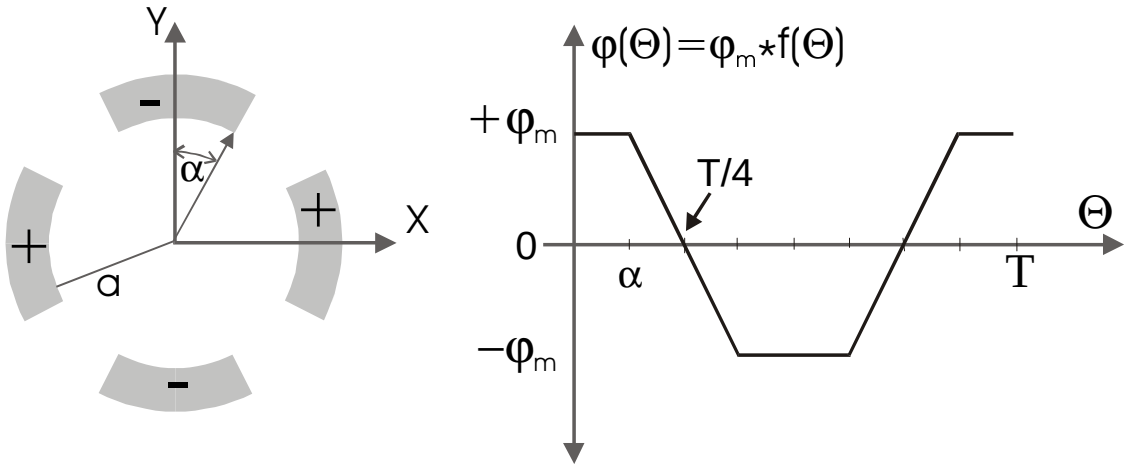


Abbildung 5.6: Geometrische Anordnung des Quadrupols mit dazugehörigem Potentialverlauf für T = 180° = π auf den Elektroden. Die Zwischenräume werden linear interpoliert.

Da es sich hierbei aufgrund der kreisförmigen Elektrodenform um keinen idealen Quadrupol handelt, treten 6- und 10-zählige Multipolanteile auf. Entwickelt man das Potential, so ergibt sich unter Berücksichtigung der geraden Symmetrie:

$$f(\Theta) = \varphi(\Theta)/\varphi_m = a_2\cos(2\Theta) + a_6\cos(6\Theta) + a_{10}\cos(10\Theta)\cdots \qquad (5\text{-}20)$$

Die Fourierkoeffizienten a_2, a_6,... ergeben sich durch Fourieranalyse der Funktion f(Θ):

$$a_{2(2k+1)} = \frac{8}{T}\int_0^{T/4} f(\Theta)\cos\left\{(2k+1)\tfrac{2\pi\Theta}{T}\right\}d\Theta, \quad k = 0,1,2\ldots \qquad (5\text{-}21)$$

Die genaue Berechnung der Koeffizienten ist im Anhang 10.3 ausgeführt. Im einzelnen lauten die Fourierkoeffizienten wie folgt:

$$a_2 = \frac{4}{\pi}\sin\left(\frac{\pi}{4}+\alpha\right)\cdot\frac{\sin(\pi/4-\alpha)}{(\pi/4-\alpha)}$$
$$a_6 = \frac{4}{3\pi}\sin\left\{3\left(\frac{\pi}{4}+\alpha\right)\right\}\cdot\frac{\sin\{3(\pi/4-\alpha)\}}{3(\pi/4-\alpha)} \qquad (5\text{-}22)$$
$$a_{10} = \frac{4}{5\pi}\sin\left\{5\left(\frac{\pi}{4}+\alpha\right)\right\}\cdot\frac{\sin\{5(\pi/4-\alpha)\}}{5(\pi/4-\alpha)}$$

Trägt man die Fourierkoeffizienten in Abhängigkeit des halben Elektrodenwinkels α auf, so erhält man den Verlauf aus Abbildung 5.7.

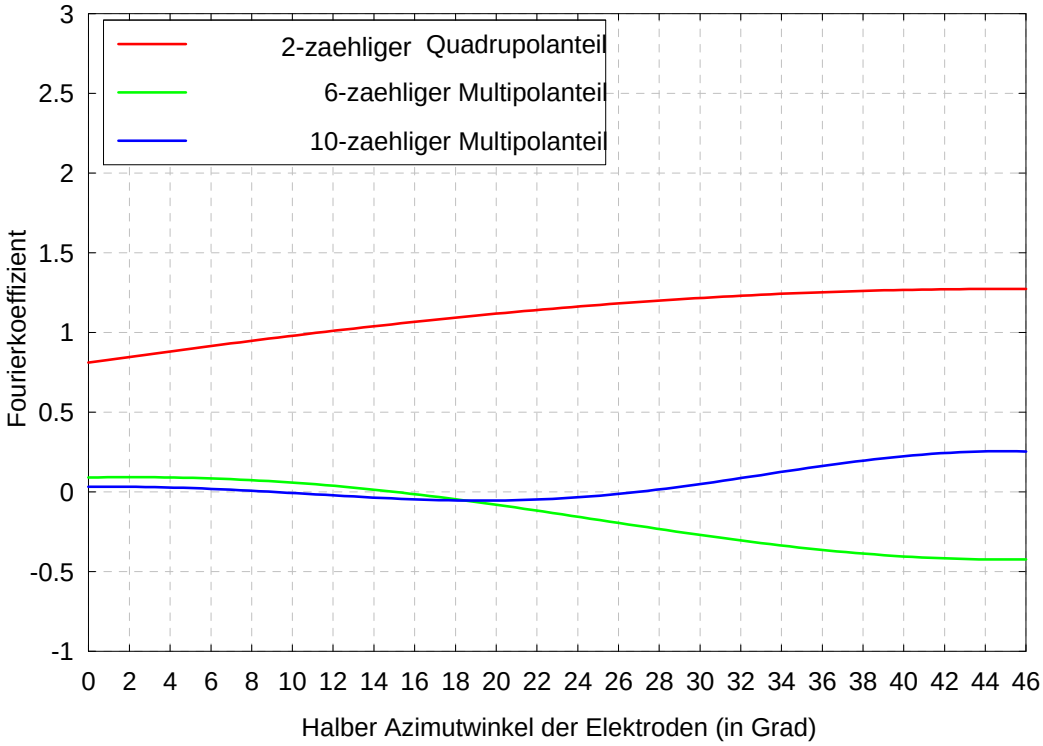


Abbildung 5.7: Mulipolanteile des Quadrupols in Abhängigkeit des halben Elektrodenwinkels

Ideal wäre $a_i = 0$ für $i \geq 6$, dies ist aber nicht gleichzeitig für alle Koeffizienten möglich. Gesucht ist jetzt also ein Elektrodenwinkel, bei dem die höheren Multipolanteile klein sind und a_2 möglichst groß. Die Elektroden dürfen aber auch nicht zu klein sein, da sie gleichzeitig als Mittelelektrode für eine Einzellinse dienen. Gewählt wurde ein halber Elektrodenwinkel von $\alpha = 30°$, bei dem $a_6 = -0{,}25$ und $a_{10} = 0{,}05$ ist und der noch eine ausreichende Elektrodengröße zur Herstellung liefert.

5.3 Bildwandlerkette

Die von der Probe ausgehenden Sekundärelektronen gelangen nach Durchfliegen des Spektrometers mit einer Endenergie von ca. 9 keV auf den Leuchtschirm, wo sie zu einer zweidimensionalen Photonenverteilung führen. Ziel ist es, dieses Intensitätsprofil auf 160 nutzbare Kanäle zu verteilen und mittels Bildwandlerkette zu erfassen. Seitens der CCD-Kamera läßt sich die angestrebte Kanalzahl durch Binning realisieren. Bei den heute möglichen Pixelgrößen von 6,7 µm und einer SVGA-typischen Auflösung von 1280 horizontalen Pixeln führt dies auf ein 8fach Binning und eine im Szintillator notwendige Auflösung von 2,7 µm (Bei einer 20 fachen lichtoptischen Vergrößerung). Um den gesamten Aufbau, bestehend aus Kamera, Tubusrohr und Lichtoptik, möglichst flexibel zu gestalten, wurde ein Schienensystem an den Unterbau der elektronenoptischen Säule angebracht, welches eine Grobverschiebung in Richtung der optischen Achse erlaubt. Die Feinjustage der Kameraposition läßt sich durch einen x-y-z-Tisch bewerkstelligen, der eine Verschiebung von ±13 mm entlang aller drei Raumachsen ermöglicht.

5.3.1 Szintillator

Aufgrund der hohen Anforderungen an das Auflösungsvermögen kommt ein polykristalliner Leuchtschirm wie zum Beispiel P20 nicht in Betracht. Einkristalline Szintillatoren zeigen nicht nur ein homogeneres Emissionsverhalten, sondern liefern auch Auflösungen bis zu 1 µm. Hier stehen die Szintillatoren YAG und YAP (Yttrium Aluminium Phosphit) zur Verfügung.
Ginge es nur um die spektrale Anpassung zwischen Szintillator und CCD (Charge Coupled Device)-Sensor, so wäre YAP gegenüber dem YAG aufgrund des günstiger liegenden Emissionsmaximums (λ_{YAG} = 560 nm, λ_{YAP} = 378 nm, maximale Empfindlichkeit der Kamera bei λ = 380 nm) vorzuziehen. Der größere Brechungsindex des YAP führt jedoch zu stärkerer Totalreflexion an der Grenzfläche Szintillator/Luft und zu einem kleineren Erfassungswinkel innerhalb des Szintillators, was zu einer niedriger verlaufenden MTF (Modulation Transfer Function) und DQE (Detective Quantum Efficiency) bei kleinen Raumfrequenzen führt. Daher fiel die Entscheidung zugunsten des YAG. Dieser wird über einen leitfähigen Kleber auf einer metallischen Grundplatte befestigt, die den Kontakt zu Hochspannung herstellt und gegenüber dem Gerät und dem Außenbereich isoliert ist. Da der Szintillator als Trennstufe zwischen Vakuum und Außendruck dient, kommt es zu einer Durchbiegung, deren Ausmaß im folgenden ermittelt werden soll. Der Durchmesser des YAG hat aufgrund der gewünschten 160 Kanäle seitens der CCD-Kamera mindestens 0,5 mm zu betragen. Für eine leichtere Fokussierung der aus dem Spektrometer kommenden SE auf den Leuchtschirm empfiehlt sich aber eine großzügigere Wahl. Bei einem Druck von $2 \cdot 10^{-10}$ bar in der Probenkammer ($2 \cdot 10^{-5}$ Pa) ergibt sich ein wirksame Druckdifferenz von 1 bar = 0,1 MPa. Die Durchbiegung Δd_P des Szintillators läßt sich unter der Annahme, dass ein konstanter Druck $\tilde{p}$ auf eine dünne Platte der Dicke d_P einwirkt, die auf einer kreisrunden Öffnung mit Radius r eingespannt ist, wie folgt berechnen [55]:

$$\Delta d_P = \frac{3\ \tilde{p}\ (1-\sigma_P^2)}{16\ d_P^3\ E_M} \cdot r^4 \tag{5-23}$$

Liegt die Platte lediglich auf, so gilt:

$$\Delta d_P = \frac{3\ \tilde{p}\ (1-\sigma_P^2)}{16\ d_P^3\ E_M} \cdot r^4 \cdot \frac{5+\sigma_P}{1+\sigma_P} \tag{5-24}$$

wobei σ_P die Poissonzahl und E_M der Elastizitätsmodul der Platte sind.
Die Beschreibung der eingespannten Platte nach Gleichung (5-23) kommt in Bezug auf die wirkenden Kräfte dem aufgeklebten Szintillator am nächsten. Mit den Daten für YAG (siehe Tabelle 5.1) beträgt die zu erwartende Durchbiegung bei einer Dicke von 130 µm und einem Radius von 2 mm lediglich 460 nm. Selbst wenn man eine gewisse Nachgiebigkeit des Klebers einbezieht und die Ergebnisse nach Gl. (5.35) als maßgeblich erachtet, sollte sich ein Durchmesser von 3 mm realisieren lassen. Schätzt man die Schärfentiefe d_T durch den Quotienten der wellenoptischen Auflösung und der numerischen Apertur ab

$$d_T \approx \frac{0{,}61 \cdot \lambda}{(NA)^2} \tag{5-25}$$

und setzt für die numerische Apertur des Objektivs 0,4 ein, ergibt sich ein Wert von d_T = 2,1 µm, also etwa das 4,6fache von Δd_P. Probleme aufgrund von Randunschärfen durch Verformung des Szintillators sind daher nicht zu erwarten.

Material: YAG $E_M = 280$ GPa $\sigma_P = 0.24$	Eingespannte Platte			Aufliegende Platte		
r [mm]	1	1,5	2	1	1,5	2
Δd_P [nm]	29	145	460	121	614	1942

Tabelle 5.1: Durchbiegung Δd_P eines 130 µm dicken YAG-Szintillators, der auf einer kreisförmigen Öffnung mit Radius r aufliegt. Der wirksame Druck beträgt 0,1 MPa.

5.3.2 Lichtoptik

Für die Funktionsweise des Spektrometers mußte berücksichtigt werden, dass die Al-Schicht des Szintillator auf Hochspannung liegt (+9 kV). Um Überschläge zum nachfolgenden Mikroskopobjektiv zu vermeiden, war der Einsatz eines Long Distance

Objektivs erforderlich. Eine repräsentative Auswahl der am Markt erhältlichen LD-Objektive ist in Tabelle 5.2 wiedergegeben.
Da der gesamte lichtoptische Teil waagerecht an die Kamera angeschraubt werden sollte, wurde von der Verwendung eines auf unendliche Tubuslänge korrigierten Objektivs Abstand genommen. Dies hätte eine zusätzliche Tubuslinse (Brennweite 160 mm) erfordert, was der mechanischen Stabilität und Spielfreiheit der gesamten Konstruktion abträglich gewesen wäre. Die Wahl fiel daher auf das Objektiv der Firma Olympus, welches mit einem maximalen Arbeitsabstand von 3,63 mm und der besten Transmission eine gute Wahl darstellt. Durch die variable Deckglaskorrektur ist es möglich, die durch den Szintillator verursachten sphärischen Aberrationen auszugleichen.

Hersteller / **Technische Daten**	**Mitutoyo**	**Mitutoyo**	**Olympus**	**Zeiss**
Beschreibung	BD Plan Apo	M Plan Apo	Plan Achro	Achroplan
Maßstabszahl	20x	20x	20x	20x
NA	0.42	0.42	0.4	0.4
Arbeitsabstand [mm]	20	20	2.76 - 3.63	10.2
Deckglasdicke [mm]	0	0	0 - 2	0 - 1.5
Tubuslänge [mm]	∞	∞	160	∞
Transmission (λ_{YAG} = 560nm)	87.6%	87.6%	94%	88%
Anschlußgewinde	M40	M26	0.8 "	0.8 "
Bemerkung	LD-Auflicht	LD-Auflicht	LD-Durchlicht	LD-Auflicht

Tabelle 5.2: Gegenüberstellung der Leistungsdaten einiger LD-Objektive. Die angegebenen Transmissionswerte sind den Datenblättern der Hersteller entnommen.

5.3.3 CCD-Kamera

Die Bildaufnahme erfolgt mit der 12 Bit CCD-Kamera SensiCam der Firma PCO, die mit einem SONY HDTV-Sensor ausgestattet ist. Die Größe des Sensors beträgt 2/3 Zoll (8.8 mm × 6.6 mm). Er wird über eine zweistufige Peltierkühlung bei einer Temperatur von -12°C betrieben und arbeitet nach dem Interline-Transfer-Prinzip. Bei konventionellen Sensoren diesen Typs macht die lichtempfindliche Fläche nur einen kleinen Teil der gesamten Sensorzelle aus. Die Bereiche in der Umgebung (Stege) sind nicht lichtempfindlich. Das auf sie auffallende Licht kann nicht genutzt werden. Bei der *lens-on-chip*-Technik wird dieses Problem durch das Aufbringen einer Mikrolinse über jeden einzelnen Sensorzelle behoben, die das einfallende Licht auf die photoempfindliche Fläche fokussiert. Hierdurch läßt sich eine Empfindlichkeitssteigerung um den Faktor zwei erzielen. Dabei wächst insbesondere die Empfindlichkeit für kleine Wellenlängen (300 nm ÷ 500 nm) an.

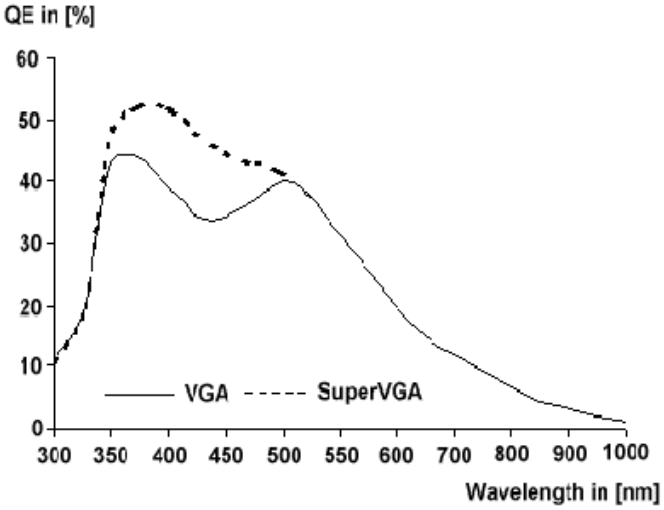


Abbildung 5.8: Quantenwirkungsgrad des in der SensiCam eingesetzten CCDs (Datenblatt der Firma PCO). Die durchgezogene Linie bezieht sich auf das VGA-Modell (640×480 Pixel), der gestrichelte Verlauf entspricht der SVGA-Ausführung (1280×1024 Pixel).

Die Quantenausbeute (*Quantum Efficiency, QE*, s. Abbildung 5.8) weist daher im Vergleich zu den vielfach verwendeten Full-Frame-CCDs ein Empfindlichkeitsmaximum im kurzwelligen Bereich bei etwa 386 nm auf.
Eine weitere Besonderheit der Kamera ist, dass ihr Sensor nach dem *Progressive Scan* Verfahren arbeitet, d.h. die Zeilen werden sequentiell in aufsteigender Reihenfolge ausgelesen (non-interlaced). Dadurch ist es möglich, Objekte nach Ablauf der gewählten Belichtungszeit mit der vollen Auflösung zu erfassen. Einschränkungen durch Halbbildauflösung, wie sie bei den Videosensoren auftreten, gibt es bei den Progressive-Scan-Sensoren nicht. In Tabelle 5.3 sind die technischen Daten der Kamera zusammengefaßt.

SensiCam SuperVGA	
Sensor Type	Interline Progressive Scan
Number of Pixels	1280(H) x 1024(V)
Pixel Size	6.7µm x 6.7µm
Sensor Format	2/3"
Full Well Capacity	25.000 e^-
Readout Noise @ 12.5 Mhz	7...8 e^-
Dark Charge	< 0.1 e^-/pixel sec
A/D-Converter	12 Bit
A/D Conversion Factor	5 e^-/count
Quantum Efficiency (λ=560 nm)	29%

Tabelle 5.3: Technische Daten der CCD-Kamera

5.3.4 Theoretische Leistungsfähigkeit des Systems

Zeitliches Auflösungsvermögen

Mit den Daten für die gewählten Komponenten der Bildwandlerkette kann man sich einen Überblick über das zu erwartende Signal und die Bildwiederholraten verschaffen. Bei einer angenommenen Primärenergie von 9 keV, die bei der Dicke des YAG von 130 µm vollständig umgesetzt wird, ergibt sich ein Einzelelektronensignal von $n_e = 1{,}2$ (vgl. Tabelle 5.4). Die auf den Szintillator auffallende Sekundärelektronenstromdichte wurde auf $0{,}64 \cdot 10^{-15}$ A/µm^2 abgeschätzt, was gleichbedeutend mit 4000 Elektronen pro µm^2 und Sekunde ist. Nach Durchlaufen der Bildwandlerkette erhält man somit 4800 Elektronen pro µm^2 und Sekunde. Bei einer Pixelgröße von 6,7 µm, einem horizontalen Binning von 8 Pixelspalten sowie einem maximal möglichen vertikalen Binning von 32 Pixelzeilen führt das auf rund $55 \cdot 10^6$ Elektronen pro Superpixel und Sekunde. Die Dynamikgrenze der Kamera von 12 Bit (entsprechend 20480 erzeugten Photoelektronen) ist nach einer Belichtungszeit von 0,4 ms erreicht. Selbst wenn man von dieser Abschätzung ausgeht, die die örtliche Modulation der Intensität außer Acht läßt, kann der in Echtzeit untersuchte IC mit einer Frequenz von 2.5 kHz arbeiten. Diese läßt sich aufgrund der von der Kamera vorgegebenen Grenze nicht ausnutzen. Die höchstmögliche Bildwiederholfrequenz (*frames per second, fps*) läßt sich wie folgt berechnen:

$$\max fps = \frac{1}{Readout + Exposure} \tag{5-26}$$

wobei *Readout* für die CCD-Auslesezeit steht, die abhängig vom Binning ist, und *Exposure* für die eingestellte Belichtungszeit.
Zwar reduziert sich durch ein vertikales Binning[8] von 32 die Auslesezeit von 121,74 ms (118,9 µs pro SVGA-Zeile) auf 12,9 ms, doch führt dies bei einer minimalen Belichtungszeit von 1,29 ms auf Bildwiederholfrequenzen von nur 70,47 Hz. Das zeitliche Auflösungsvermögen der Bildwandlerkette ist daher durch die Kamera limitiert. Um bei der großen Zahl von erzeugten Photoelektronen ein Blooming zu vermeiden, müßte der vertikale Binningfaktor reduziert werden, was aber wegen der Verringerung der Bildwiederholfrequenz nicht ratsam ist. Andererseits gilt es festzuhalten, dass die oben angegebene Schätzung des Sekundärelektronen-Stroms unter der Annahme idealer Bedingungen zustande gekommen ist, die im Betrieb des Spektrometers nicht erreicht werden können und ein kleineres Signal zu Folge haben.

Dynamik

Da der Dunkelstrom bei dem angenommenen 8×32 Binning auf 26 Elektronen pro Superpixel und Sekunde ansteigt, ist bei der berechneten Bildwiederholfrequenz von 70,47 Hz mit 0,4 Elektronen zu rechnen. Mit dem AD-Umsetzungsfaktor von 5

[8] Horizontales Binning verändert die Auslesezeit nicht.

Elektronen/count und einem Ausleserauschen von 7 bis 8 Elektronen ist das kleinste meßbare Signal demnach durch den Rauschbeitrag der Kamera festgelegt und beträgt 1 ADU. Die nutzbare Dynamik der gesamten Kette sollte daher die vollen 12 Bit der Kamera umsetzen können.

Szintillator	**YAG: Ce^{3+}**
Energieumsatzkoeffizient ε	0,05
Brechungsindex n_0	1,84
λ_{max} [nm]	560
Mittlere Photonenenergie E_{ph} [eV]	2,21
Mittlere Energieabgabe ΔE [keV]	9
Linsenoptik Olympus Plan	
Abbildungsmaßstab M = 20	
Numerische Apertur NA =	0,4
Transmission T (bei λ_{max})	94%
Wirkungsgrad η_L (R = 0.86)	0,02
CCD PCO SensiCam SVGA	
QE der CCD (bei λ_{max}) η_{CCD}	29,5%
Ausleserauschen (-12°C, 12,5Mhz)	8 e^-/Pixel
Mittlerer Dunkelstrom (-12°C)	< 0,1 e^-/Pixel s
A/D Conversion Factor	5 e^-/ADU
Full Well Capacity	25000 e^-
Dynamik	12 Bit
Einzelelektronensignal der Bildwandlerkette	
Szintillator: $g_1 := n_{ph}$	203,62
Linsenoptik: $g_2 := \eta_L$	0,02
CCD Kamera: $g_3 := \eta_{CCD}$	0,29
Einzelelektronensignal: $n_e = g_1 g_2 g_3$	1,20
Zu n_e korrespondierende ADU	0
Rauschsignal (ADU)	1
Nutzbare Dynamik	12 Bit

Tabelle 5.4: Daten der Komponenten der Bildwandlerkette zur Berechnung des Einzelektronensignals n_e.

5.4 Konstruktion und Aufbau des Spektrometers

Bei der Konstruktion der elektrostatischen Zoomlinse muß besonders auf die Hochspannungsisolation der einzelnen Elektroden untereinander und gegen die Gehäusemasse geachtet werden. Hier ist nicht so sehr die Durchschlagsfestigkeit des Isolators kritisch, die bei nahezu allen Isolatoren ausreichend ist, sondern vielmehr der Einfluß von Oberflächenkriechströmen, die durch den Oberflächenwiderstand und den Volumenwiderstand bestimmt werden. In Tabelle 5.5 sind verschiedene Isolatoren mit ihren elektrischen Eigenschaften zusammengestellt.

Material	Durchbruch-spannung [kV/mm]	Oberflächen-widerstand [Ω]	Spezifischer Volumen-widerstand [Ω*cm]	Wasser-aufnahme [%]
PE-HD	>70	$>10^{16}$	$>10^{15}$	0,01
Teflon® (PTFE)	**224**	**10^{15}-10^{18}**	**$>10^{18}$**	**< 0,01**
PMMA (Plexiglas)	30	$>10^{15}$	$>10^{15}$	0,3
PVC-H1 (z.B. Trovidur®)	20 - 40	10^{13}	10^{15}	0,2
Delrin® 100	8,5	$>10^{15}$	10^{15}	0,9
Glimmer	2-80	k.a.	10^{11}-10^{15}	k.a.
Vitronit® (Glaskeramik)	10-15	k.a.	k.a.	0
Macor® (Glaskeramik)	40	k.a.	10^{16}	0
Al_2O_3	15	k.a	10^{14}	0

Tabelle 5.5: Zusammenstellung verschiedener Isolatoreigenschaften: k.a.= keine Angaben gefunden

Aus vakuumtechnischen Gründen[9] wären die drei unten stehenden keramischen Isolatoren am Besten geeignet. Allerdings ist die Bearbeitbarkeit von Al_2O_3 sehr schwierig und erfordert spezielle Diamantwerkzeuge. Da die von einem amerikanischen Hersteller angebotene Glaskeramik „Macor“ sehr teuer ist, wurden die ersten Isolatoren aus Vitronit gefertigt, da sich das Material schon bei der Wien-Filter-Konstruktion bewährt hat. Hier hat sich aber gezeigt, dass bei Potentialdifferenzen von ca 10 kV eine Oberflächenspannungsfestigkeit von nur 400 V/mm bei einigen Isolatoren erreichbar war. Auch das Polieren der Oberfläche auf eine Rauhigkeit von 1µm hat keine wesentliche Verbesserung gebracht. Deshalb wurde alternativ nach einem Isolator gesucht der eine höhere Oberflächenspannungsfestigkeit besitzt und gleichzeitig aber noch für das Hochvakuum geeignet ist. Da im Spektrometer keine großen

[9] Als Maß für die Vakuumtauglichkeit wird hier die Wasseraufnahme des Materials betrachtet. Eine geringe Wasseraufnahmne bedeutet ein geringes Ausgasen im Vakuum.

Anforderungen an die Temperaturbeständigkeit des Isolators gestellt werden, kommen einige Kunststoffe zur Auswahl. In Tabelle 5.5 sieht man dass sich Teflon (PTFE) als besonders günstig erweist. Das Material hat eine hohe Durchschlagfestigkeit von >200 kV/mm und einen spezifischen Volumenwiderstand von mehr als 10^{18} Ωcm. Die geringe Wasseraufnahme des Materials gewährleistet eine gute Vakuumtauglichkeit.

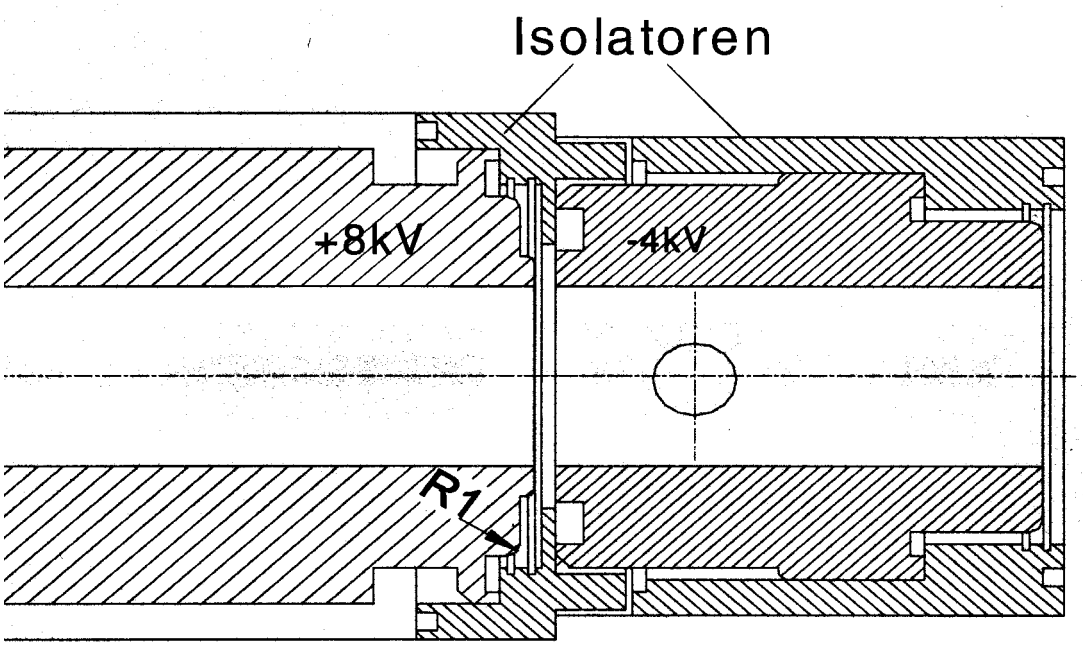


Abbildung 5.9: Ausgewähltes Isolatordesign für zwei Elektroden einer elektrostatischen Linse. Die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden beträgt 12 kV bei einem Spalt von 1,5 mm. Die Isolationsstrecke auf der Isolatoroberfläche wird durch Einstiche und Absätze möglichst lang gemacht.

Als Faustregel beim Isolatordesign sollte man einen Kriechweg von 1kV/mm auf der Isolatoroberfläche annehmen und keine durchgehenden Isolatoroberflächen parallel zu den Feldlinien anordnen. Ladungsträger, die sich durch Kontamination auf der Isolatoroberfläche befinden, werden entlang den Feldlinien verschoben und können so zu Überschlägen führen. Durch Einstiche und Mulden auf der Isolatoroberfläche läßt sich zum Einen die Isolationslänge erhöhen, zum Anderen entstehen Flächen, die senkrecht zu den Feldlinien sind und so keine Verschiebung der Ladungsträger auf der Oberfläche stattfinden kann. Am kritischsten für die Hochspannungsfestigkeit sind immer die Übergänge von Metall zu Isolator [56]. Dieser Dreiphasenbereich erfordert bei der Konstruktion spezielle Aufmerksamkeit. Eine gute Beschreibung für die Entstehung von Oberflächenkriechströmen und von dem Einfluß des Übergangswinkels zwischen Isolator und Metall findet man bei Craig Miller [57]. Am besten für die Überschlagfestigkeit ist ein Übergangswinkel von $\alpha = 45°$ zwischen Isolator und positiver Metallelektrode. In Abbildung 5.9 ist ein ausgewähltes Isolatordesign der elektrostatischen Zoomlinse gezeigt, bei dem 2 Elektroden mit einer Potentialdifferenz

von 12 kV getrennt werden müssen. In den Dreiphasenbereichen sind die Isolatoren mit 45° angeschrägt, um einen
optimalen Übergang zwischen Isolator und Elektrode zu erreichen. Der Spalt zwischen den Elektroden in der Linsenmitte beträgt 1,5 mm. Die Kriechstrecke auf der Isolatoroberfläche wird durch Einstiche und Ansätze möglichst lang gestaltet.
In Abbildung 5.10 ist die gesamte Anordnung der Linsenelektroden und der Isolatoren im Einbaugehäuse dargestellt. Die aus Edelstahl gefertigten Elektroden werden mittels vakuumdichten Hochspannungsdurchführungen der Firma „w.w. fischer“ kontaktiert (siehe Abbildung 5.11). Die Durchführungen sind in separate Gehäuse eingebaut und kontaktieren über Federkontaktstifte von der Firma „Ingun“ die Elektroden. Die Federkontaktstifte (7 Newton Anpreßkraft) sind notwendig, um einen kleinen Übergangswiderstand zu erzielen, so dass es an der Kontaktstelle keine Überschläge gibt. Das Zoomlinsengehäuse besteht aus herstellungstechnischen Gründen aus 2 Teilen und ist in der Mitte zusammengeschweißt. Auf der in Abbildung 5.10 rechten Seite wird es an das Wien-Filtergehäuse angeflanscht, auf der gegenüberliegenden Seite befindet sich der YAG-Kristall.
Der als Szintillator eingesetzte YAG-Kristall wird mittels hoch leitfähigem Epoxy-Kleber mit der metallisierten Seite auf einen Messingträger aufgeklebt. Der YAG-Kristall dient als Vakuumfenster und liegt durch Kontakt mit der Endelektrode 5 auf Hochspannung. Die an Luft befindliche Seite ist bis auf einen kleinen Durchmesser von 3mm nocheinmal mit einem Isolator abgedeckt.
Der an die Zoomlinse angrenzende Kugelsektor befindet sich mit im Wien-Filter-Gehäuse. Sowohl auf der Eintrittseite des Strahlführungsrohres als auch auf der Austrittseite befinden sich Randfeldblenden um einen optimalen Feldverlauf auf der Achse zu erhalten. In Abbildung 5.12b sieht man den aus CuAl8 gefertigten Kugelsektor samt Rubinkugeln zur Isolation der seitlichen Begrenzungsplatten. Die innere Breite des Sektorfeldes beträgt 30 mm. Die Rubinkugeln haben einen Durchmesser von 3mm. In Abbildung 5.12a ist das aus Mumetall gefertigte Strahlführungsrohr mit 15° Abzweigung für die SE abgebildet. Das Rohr wurde zur Abschirmung von äußeren Störeinflüssen auf den PE-Strahl aus Mumetall gefertigt. In Abbildung 5.12c sieht man das auf die Objektivlinse montierte Sektorfeld mit justiertem Strahlführungsrohr. Im Objektivlinsengehäuse befindet sich das Wien-Filter 2 welches die SE aus dem PE-Strahlengang auslenkt (siehe Abbildung 5.10). In Abbildung 5.12d ist das offene Wien-Filtergehäuse mit seitlich angeflanschtem Linsengehäuse abgebildet. Man sieht auch das Wien-Filter 1 mit Kontaktierungsleitungen. Insgesamt müssen für die beiden Wien-Filter und das Spektrometer 15 teflonisolierte Hochspannungszuleitungen[10] untergebracht werden. Zusätzlich müssen noch 4 Zuleitungen für die Rasterspulen verlegt werden.

[10] 6 pro Wien-Filter, Kugelpotential innen, Kugelpotential außen und eine gemeinsame Kontaktierung für die Quadrupolelektroden 2 und 4

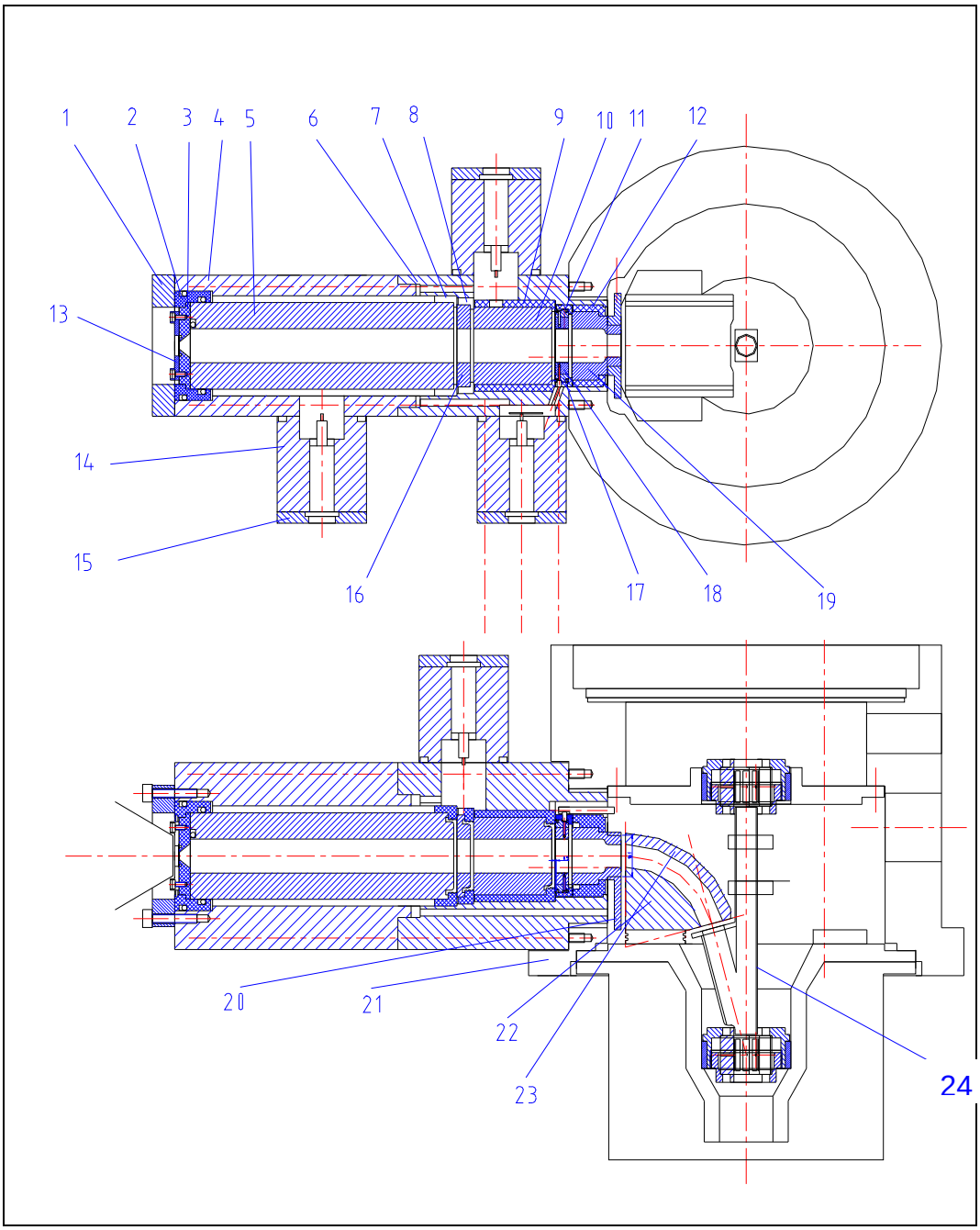


Abbildung 5.10: Konstruktive Anordnung des Mehrkanalspektrometers. 1 Befestigungsring, 2 Isolator, 3 YAG-Halter, 4 Zoomlinsengehäuse Teil 1, 5 Elektrode 5, 6 Zoomlinsengehäuse Teil 2, 7-9 Vitronit Isolatoren, 10 Elektrode 3, 11+12 Vitronit Isolatoren, 13 Teflon Isolator, 14 Gehäuse für 10 kV Durchführung, 15 Gehäusedeckel, 16 Elektrode 4, 17 Isolator für Quadrupol, 18 Quadrupol, 19 Elektrode 1, 20 Sektorfeldblende, 21 Wien-Filtergehäuse, 22 Kugelsektor innen, 23 Kugelsektor außen, 24 Strahlführungsrohr.

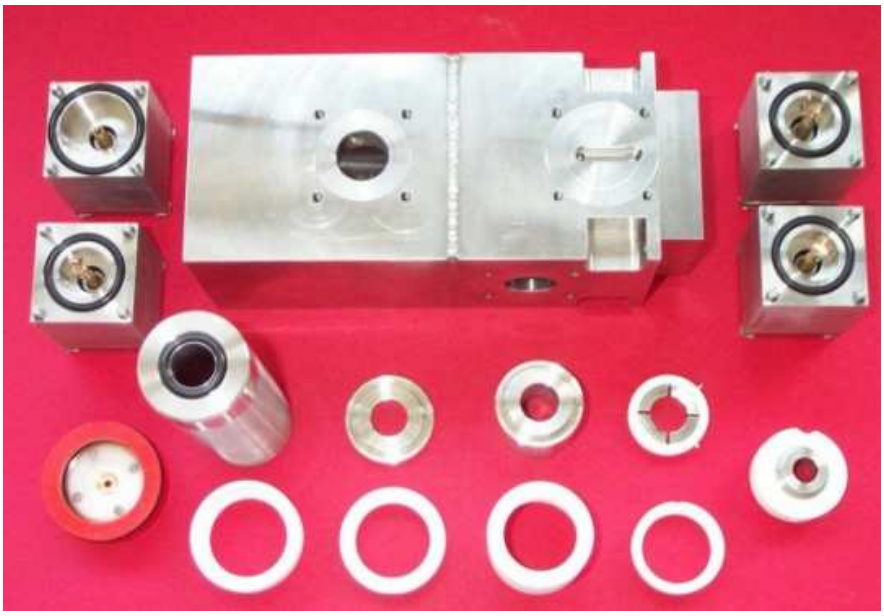


Abbildung 5.11: Einzelteile der elektrostatischen Zoomlinse. Im oberen Teil ist das Linsengehäuse und die 4 Hochspannungsdurchführungen zu sehen. In der unteren Bildhälfte sind die 5 Elektroden samt Isolatorhülsen abgebildet.

a.)

b.)

c.)

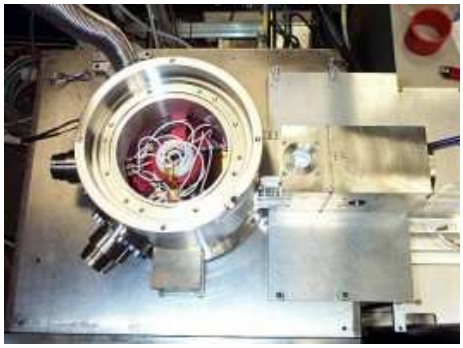
d.) 

Abbildung 5.12: Spektrometerkomponenten und deren Anordnung. a.) Strahlführungsrohr mit 15° Winkel und Sektorfeldblende. b.) Kugelsektorfeld mit Rubinkugeln. c.) Montage des Sektorfeldes samt Strahlführungsrohr auf der Objektivlinse. d.) Geöffnetes Wien-Filtergehäuse mit seitlich angeflanschtem Zoomlinsengehäuse.

6 Numerische Berechnungen

6.1 Elektronenoptische Simulationsprogramme

Die Berechnung elektronenoptischer Komponenten und Gesamtsysteme kann sowohl analytisch als auch numerisch erfolgen. Eine analytische Berechnung ist immer dann sinnvoll, wenn man schnell und direkt den Einfluß bestimmter Parameter auf die Feldberechnung ablesen möchte und wenn man z. B. eine Startgeometrie für eine numerische Simulation benötigt. Bei einer numerischen Berechnung erkennt man diese Zusammenhänge oftmals erst nach der Simulation von mehreren Varianten mit veränderten Parametern. Spielen aber Randfeldeffekte eine wesentliche Rolle und handelt es sich um komplexe Aufbauten, so ist die numerische Berechnung klar im Vorteil und unerläßlich. Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere elektronenoptische Simulationsprogramme eingesetzt, weshalb hier kurz auf die Unterschiede eingegangen wird.
Die numerischen Methoden lassen sich in 3 große Bereiche[11] einteilen. Bei der Methode der finiten Differenzen (FDM) wird das interessierende Raumgebiet mit unendlich vielen Raumpunkten in ein rechteckiges Gitter mit endlichen (finiten) Knotenpunkten eingeteilt. Von den elektrischen Potentialen der Elektroden bzw. den magnetischen Polschuherregungen ausgehend wird die Potentialverteilung im gesamten Gitter bestimmt.
Bei der finiten Elemente Methode (FEM) wird im Gegensatz zur FDM die Diskretisierung durch eine trianguliertes Gitter vorgenommen. Weil in diesem Fall die numerische Differenzierung sehr kompliziert ist, wird die Lösung der partiellen Differentialgleichungen durch die Lösung eines entsprechenden Variationsprinzips ersetzt.
Als dritte Möglichkeit gibt es noch die Integralgleichungsmethode, zu der zum Beispiel die Methode der Randelemente (Boundary Element Method, BEM) gehört. Bei diesem Verfahren wird die Oberfläche der Elektroden in kleine Randelemente aufgeteilt. Zur Lösung von Dirichlet-Problemen werden Ladungen entlang der diskretisierten Berandung so plaziert, dass die Oberflächen der Elektroden Äquipotentalflächen mit den vorgegebenen Potentialen bilden. Das Feld ergibt sich dann durch eine Summation über die Felder der einzelnen Ladungen. Das Programm EOS (Electron Optical Systems) von E. Kasper das zur Berechnung des 8-Pol Wien-Filters eingesetzt wurde, basiert auf dieser Methode. Außerdem wurde in der Dissertation von Beck [4] die

[11] Eine ausführliche Beschreibung der drei Methoden mit elektronenoptischem Hintergrund findet man bei Hawkes und Kasper [62] sowie bei Plies [16].

Berechnung der Kondensorlinse (SPCL) und des Objektivs (SPIOL) samt Ablenker mit diesem Programm gerechnet.
Zur Berechnung des SE-Strahlengangs einschließlich des Spektrometers ist das Programm nicht geeignet, da es nur rotationssymmetrische Geometrien verarbeiten kann. Aus diesem Grund wurde für die Spektrometerberechnung das Programmpaket MEBS3D (Munro's Electron Beam Software) von J. Rouse verwendet. Dieses Programm kann echt dreidimensionale Geometrien verarbeiten und basiert auf der Finite Differenzen Methode.
Der Vollständigkeit halber sei hier noch erwähnt, dass die Berechnungen zur Dispersion im Kugelsektor mit dem Programm GIOS (General Ion Optical Systems) von H. Wollnik ausgeführt wurden. Dieses Programm basiert nicht auf numerischen Methoden sondern verwendet Transfermatrizen. Eine notwendige Vorberechnung, des virtuellen Startpunktes der SE im elektrostatischen Längsfeld, findet man im Anhang 10.4.

6.2 Simulation des außeraxialen Vielkanalspektrometers

6.2.1 Einleitung

Der komplette SE-Strahlengang wurde mit den 3D Programmen aus dem Programmpaket MEBS3D von MEBS Ltd. simuliert. Da es sich um ein sehr komplexes System handelt, wurde die Berechnung in verschiedene Schritte aufgeteilt. Zuerst wurde die Objektivlinse (SPIOL) mit kombiniert elektrischen und magnetischen Feldern berechnet und deren Erregung bestimmt. In einem zweiten Schritt wird das Wien-Filter 2 in die Objektivlinse integriert und für Primärelektronen mit einer Energie von E_0 = 9keV abgeglichen. Anschließend wird der Kugelsektor mit Zoomlinse dazugenommen und der SE-Strahlengang berechnet.
Die elektrischen und magnetischen Potentiale werden immer in zwei separaten Datenfiles berechnet und anschließend für das Ray-Tracing überlagert. Das Programm ermöglicht es die Potentialbelegung der Elektroden allgemein zu berechnen und erst beim Ray-Tracing wird das exakte Potential zugewiesen. Dies ermöglicht eine flexible Variation der einzelnen Potentiale, ohne dass jedesmal eine zeitaufwendige Potentialberechnung durchgeführt werden muß. Allerdings wird dadurch die Potentialdatei sehr groß, weil für jedes Potential in der Eingabedatei die Potentialverteilung im gesamten definierten Gebiet berechnet wird und anschließend zu einer einzigen Potentialdatei aufaddiert wird. Im Falle der elektrostatischen Potentialverteilung des gesamten SE-Strahlengangs mit 11 verschiedenen Potentialen ergibt das z.B eine Potentialdatei von 354 Mb bei der gewählten Gitterverteilung. Da diese Dateigrößen sehr unkomfortabel sind, wurde die Berechnung der Zoomlinse separat durchgeführt, wodurch Symmetriebedingungen in der Geometrie ausgenutzt werden konnten und auch mit einer kleineren Gitterkonstante gearbeitet werden konnte. Dies bedeutet gleichzeitig auch eine höhere Genauigkeit für das Ray-Tracing.

6.2.2 Der Primärelektronenstrahlengang

Zur Berechnung der SPIOL Erregung starten die PE parallel zur optischen Achse mit einer Energie von 9 keV. Der Abstand zur Achse beträgt maximal 100µm, was dem halben Durchmesser der Aperturblende und somit dem Durchmesser des telezentrischen Strahlengangs entspricht. Der komplette elektrostatische Teil der SPIOL liegt konstant auf 8kV Hochspannung. Zur Bestimmung des Fokus auf der Probe wird die magnetische Linsenerregung variiert. In Abbildung 6.1 ist der fokussierte PE-Strahl bei einer Linsenerregung von ±1112 AW dargestellt. Im nächsten Schritt wird das Wien-Filter so erregt, dass die 9keV PE im Wien-Filter nicht abgelenkt werden und die von unten kommenden SE mit einem Ablenkwinkel von 15° das Wien-Filter verlassen. In Kapitel 3.3 wurde gezeigt, dass dafür ein magnetisches Feld von B_w = 2,5mT notwendig ist.

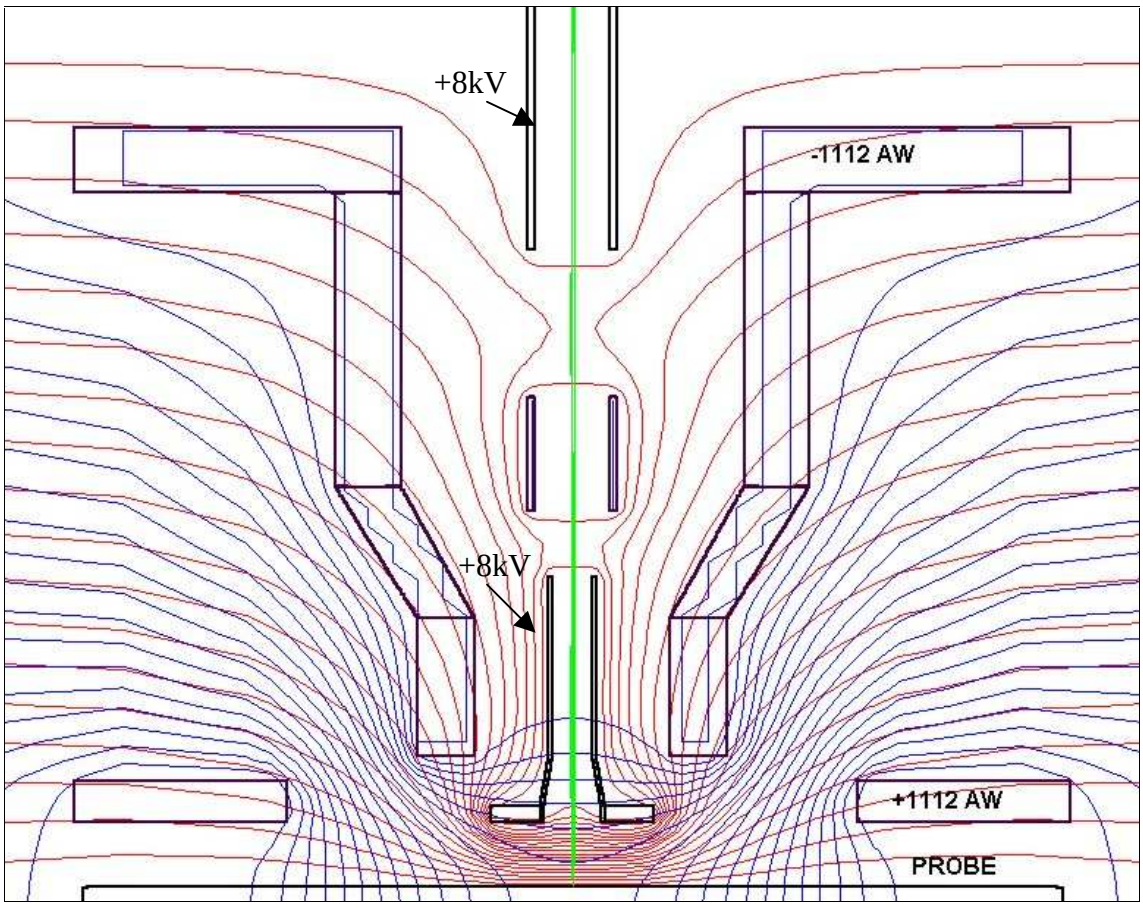


Abbildung 6.1: Fokussierung der PE durch die SPIOL. Der Eisenkreis der Linse ist mit ± 1112AW erregt und die PE Energie beträgt 9 keV. Das Wien-Filter in der Mitte der SPIOL ist nicht erregt. Der komplette elektrostatische Teil der SPIOL liegt konstant auf 8kV Hochspannung. Die magnetischen Potentiallinien sind blau und die elektrischen rot.

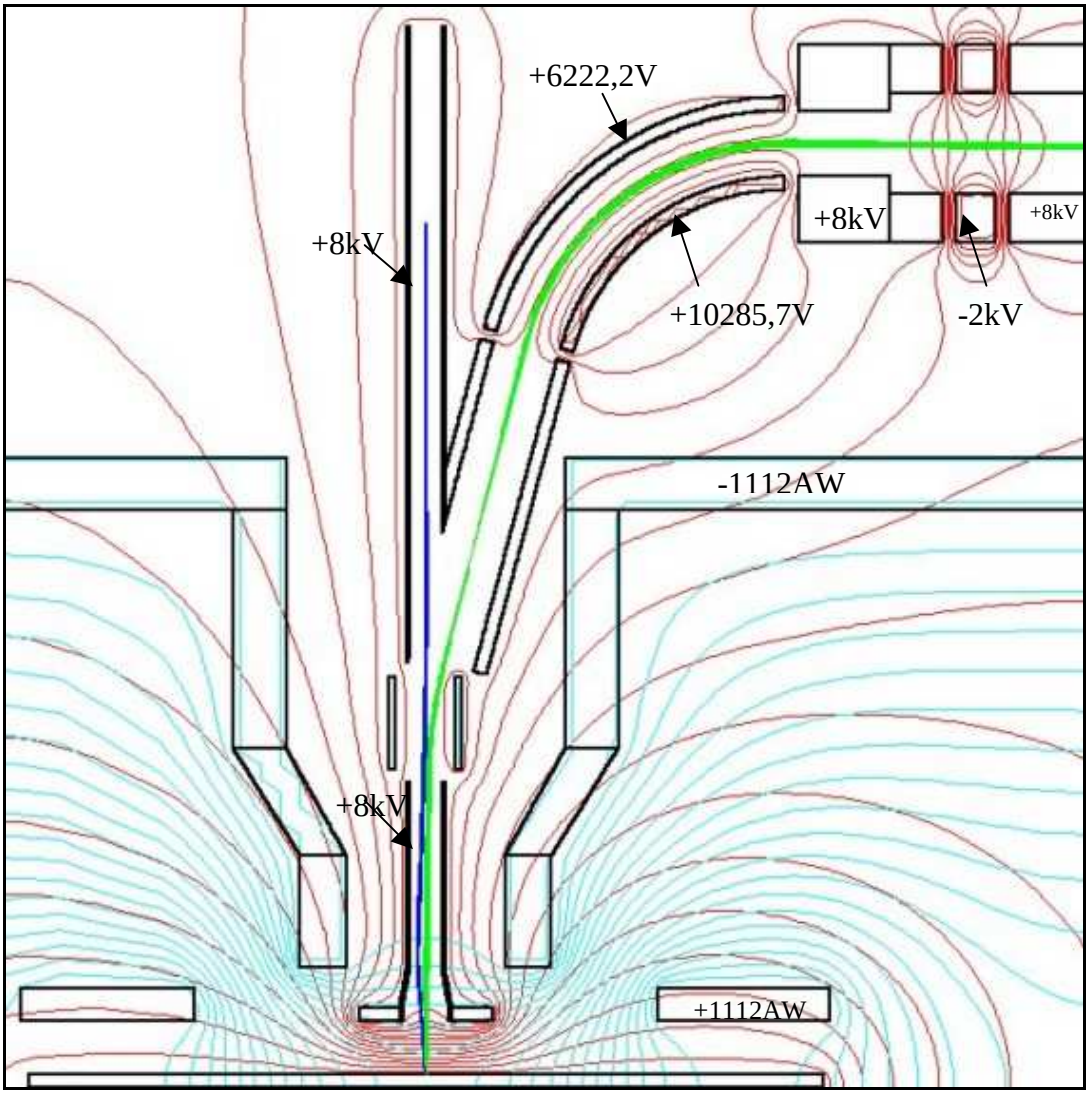


Abbildung 6.2: Wien-Filter-Abgleich für PE-Strahl. Das Wien-Filter ist für die 9 keV PE abgeglichen. Die von unten durch die SPIOL kommenden SE mit 8 keV werden im Wien-Filter um 15° abgelenkt und fliegen in den Kugelsektor mit anschließender Rohrlinse. Die elektrischen Potentiallinien sind rot und die magnetischen blau gezeichnet.

In Abbildung 6.2 ist die SPIOL mit erregtem Wien-Filter und PE sowie SE Bahnen zu sehen. Die SE starten mit einer Energie von E_0 = 5 eV unter einem Winkel α_0 = 50° zur Probenoberfläche. Eine Ausschnittvergrößerung des Wien-Filters und dessen Potentialbelegung ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Man sieht den geradlinigen Verlauf der PE und den exakten Eintritt der SE in die Mitte des abgewinkelten Strahlführungsrohres. In Abbildung 6.3b sieht man den homogenen Potentialverlauf in der Wien-Filtermitte und die zunächst spiralförmig fliegenden SE, die das Wien-Filter nach rechts verlassen. Die magnetische Erregung des Wien-Filters beträgt ±17AW, wobei das Magnetfeld aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt ist. In Abbildung 6.4 ist eine Ausschnittsvergrößerung der SE Bahnen zu sehen, die im Magnetfeld der SPIOL eine spiralförmige Bahn beschreiben. Mit dem so abgeglichenen

Wien-Filter ist es jetzt möglich, den Strahlenverlauf im Kugelsektor und in der Zoomlinse zu ermitteln.

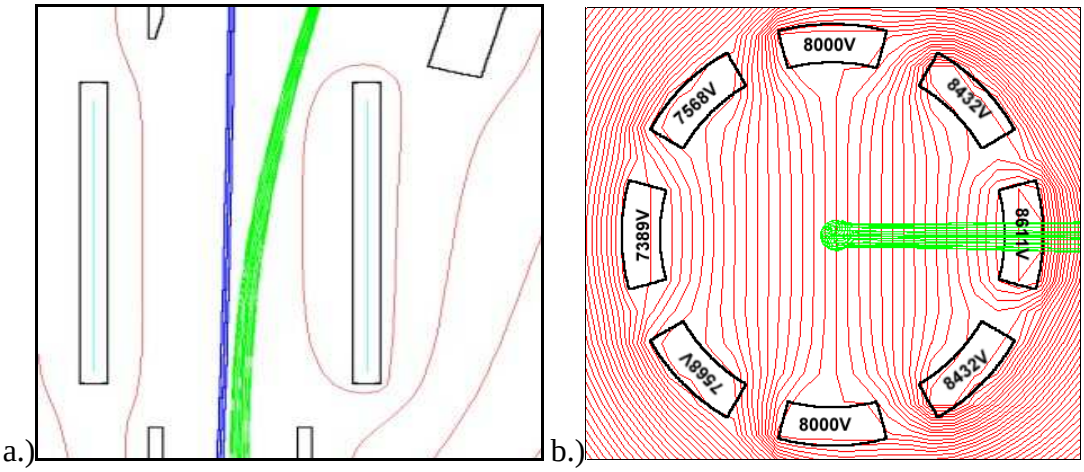


Abbildung 6.3: Abgeglichenes Wien-Filter für 9 keV PE. Links sind die PE und SE Bahnen dargestellt, und rechts ist die elektrische Potentialverteilung im 8-Pol samt SE Bahnen abgebildet. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde auf die magnetischen Potentiallinien verzichtet.

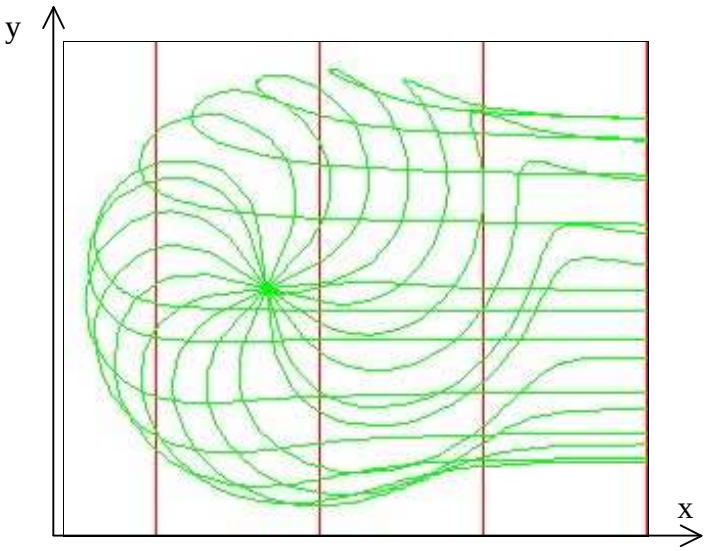


Abbildung 6.4: Projektion auf die x-y-Ebene der anfänglich spiralförmigen SE Bahnen, die von der Probe kommen und in x-Richtung die optische Achse verlassen. Blick in Richtung der optischen Achse. Startenergie: E_0 = 5eV, Startwinkel: α_0 = 50° zur Probenoberfläche.

6.2.3 Ray-Tracing der Sekundärelektronen

Wie bereits in der Einleitung zu diesem Abschnitt angedeutet, wird das Ray-Tracing im Sektorfeld mit anschließender Zoomlinse unabhängig von der SPIOL und dem Wien-Filter betrachtet. Dies hat den Vorteil, dass nur rein elektrostatisch gerechnet werden muß und dass mit einer kleineren Gitterkonstanate für die FDM und somit einer höheren

Genauigkeit gerechnet werden kann. In Abbildung 6.5 ist nur prinzipiell die Möglichkeit gezeigt, das gesamte System auf einmal zu berechnen. In diesem Beispiel ist das Wien-Filter im Gegensatz zu vorher für 10 keV Primärelektronen abgeglichen. Die Elektronen starten mit einer Energie E_0 = 5eV unter einem Winkel α_0 = 20° zur Probenoberfläche. Anschließend werden sie von dem elektrostatischen Feld der SPIOL von der Probe abgesaugt und auf 9keV beschleunigt. Durch das Linsenfeld der Objektivlinse bildet sich in der Mitte des Wien-Filter 2 ein Cross-Over aus. Das WF ist so erregt dass die SE genau in Richtung des Kugelsektors ausgelenkt werden, welcher für die 9keV SE's abgeglichen ist.
Durch die anschließende Zoomlinse werden die SE auf den YAG fokussiert. In der Mitte der Rohrelektrode 3 (Potential: 9kV) sieht man den Zwischen-Cross-Over des Strahlengangs. Bei dieser Berechnung wurde festgestellt, dass sich die SE auch bei Änderung der Linsenspannung 2 nicht mehr auf den YAG fokussieren lassen. Das liegt an der mangelnden Genauigkeit der Potentialberechnung, wodurch die Elektronen je nach Bahn eine zu starke Energieabweichung aufzeigen. Beim Übergang auf eine kleinere Gitterkonstante wie in Abbildung 6.6 läßt sich das Ray-Tracing exakter durchführen. Der Startpunkt der SE liegt jetzt in der Mitte des Wien-Filters wo nach Kapitel 3.3 ein Cross-Over der SE liegt. Der Startwinkel beträgt 15° zur optischen Achse des PE-Strahlengangs und die Startenergie 9keV. Außerdem ist ein Strahl repräsentativ für die Rückstreuelektronen mit einer Energie von 10keV[12] dabei.

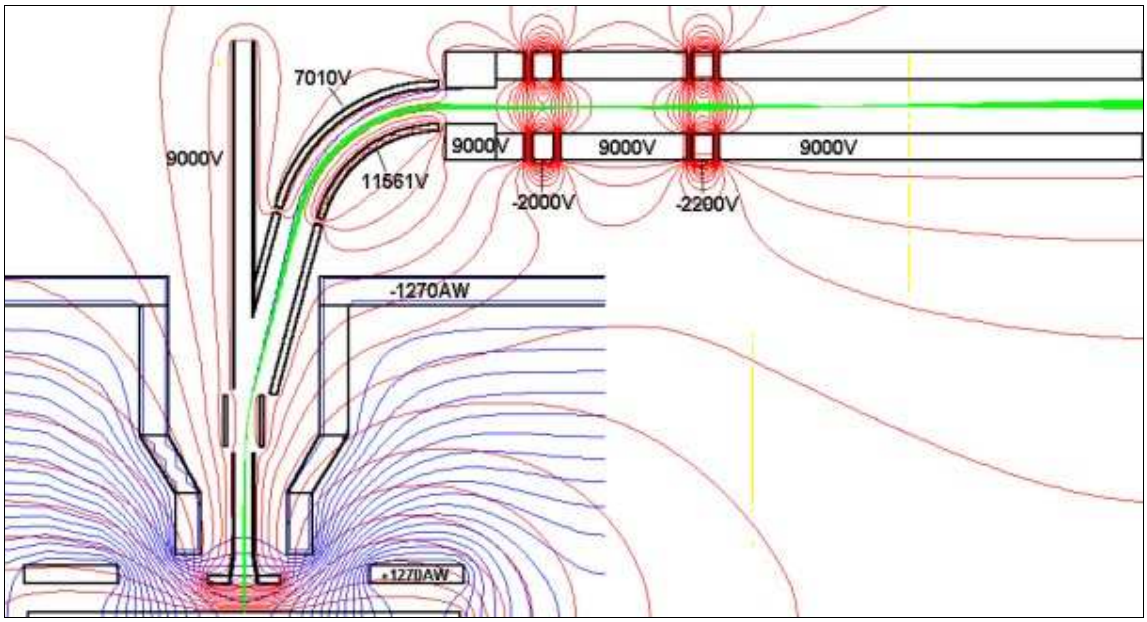


Abbildung 6.5: Kompletter Strahlengang der SE (grün) vom Austritt aus der Probe bis zur Abbildung auf dem YAG. Die Elektronen starten mit einer Energie E_0 = 5eV unter

[12] Bei einer Landeenergie von 1keV der PE besitzen die elastisch gestreuten Rückstreuelektronen eine Startenergie von ebenfalls E_0 = 1keV. Im Beschleunigungsfeld der SPIOL von 9kV werden diese Elektronen auf E_{RE} = 10keV beschleunigt.

einem Winkel α_0 = 20° zur Probenoberfläche. Die magnetischen Potentiallinien der SPIOL sind blau, alle elektrischen Potentiallinien sind rot.

Man sieht, dass die höherenergetischen RE an einer Blende (∅ =1mm) im feldfreien Raum der Elektrode 1 ausgeblendet werden. Die Unterdrückung der RE ist notwendig, da sie sonst einen zu großen Beitrag zum Untergrundrauschen liefern und das Signal zu Rausch Verhältnis negativ beeinflussen. Die SE bilden durch den Kugelsektor und die Linse 1 einen Zwischen-Cross-Over, der durch die Linse 2 auf die YAG-Ebene abgebildet wird.

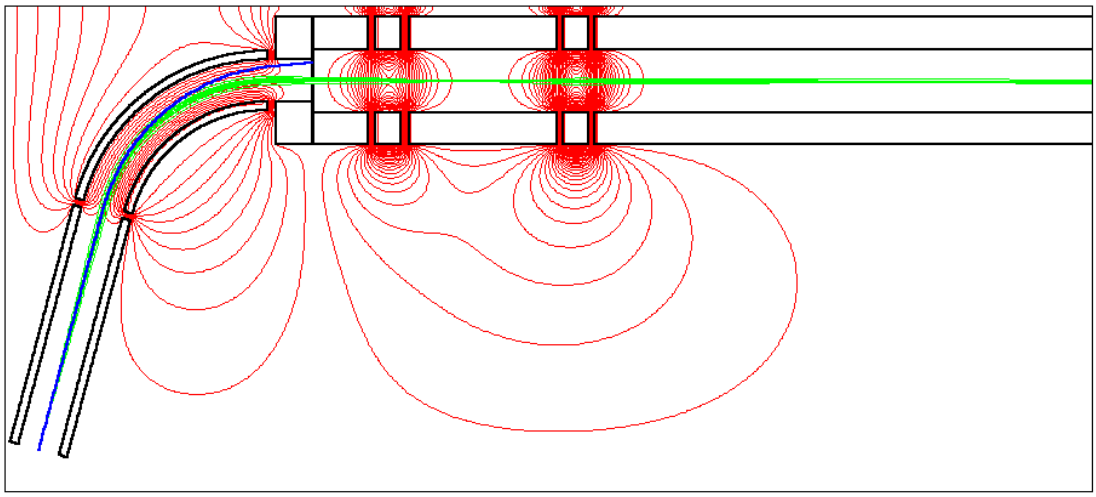


Abbildung 6.6: Fokussierung der SE (grün) auf die YAG-Ebene. Die höher-energetischen RE (blau) werden nach dem Sektorfeld über eine Selektionsblende in der ersten Elektrode der Zoomlinse unterdrückt. Im Bereich der Elektrode 3 bildet sich ein zwischen Cross-Over aus, welcher auf den YAG abgebildet wird.

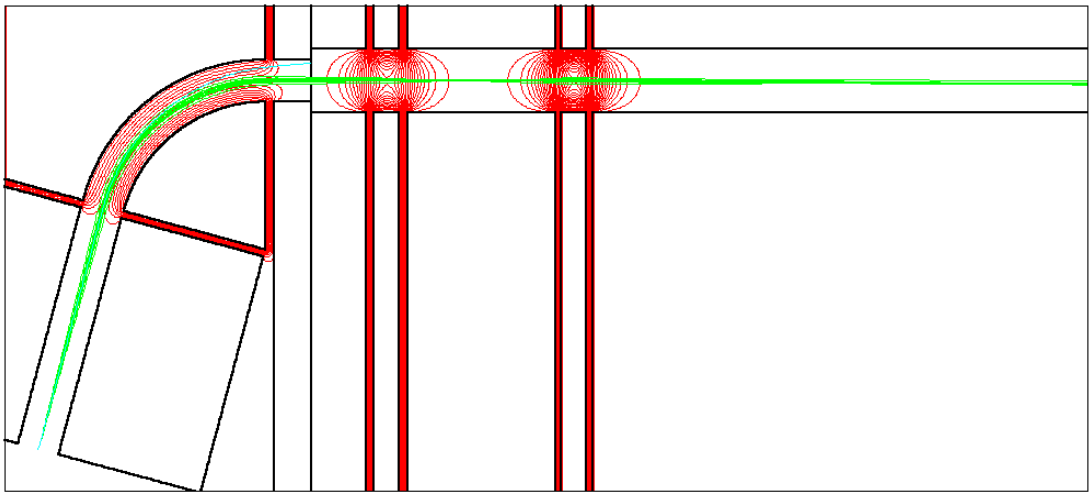


Abbildung 6.7: SE-Spektrometer mit stärker ausgedehnten Elektroden zur Reduzierung der Rechenzeit.

Bei der in Abbildung 6.6 berechneten Geometrie werden von dem Programm natürlich auch sämliche Punkte außerhalb des elektronenoptisch relevanten Bereichs berechnet,

was die Rechenzeit erheblich in die Höhe treibt. Verwendet man stärker ausgedehnte Elektroden wie in Abbildung 6.7 gezeigt, so werden alle Punkte innerhalb der Elektroden auf null gesetzt und im weiteren Rechengang nicht berücksichtigt. Bei der vorliegenden Geometrie konnte so die Rechenzeit um einen Faktor 10 verkürzt werden.
Mit Hilfe des Programmes EOPT aus dem Programmpaket MEBS3D läßt sich die exakte Potentialbelegung der Rohrelektroden bestimmen, damit die SE auf den YAG fokussiert werden. Bei einem Potential von 3 kV auf der Mittelelektrode der Linse 1 ist eine Spannung von $V_4 = -2378$ V an der Mittelelektrode der Linse 2 nötig um einen Fokus zu erreichen. Das stark negative Potential an der Elektrode V_4 ist nur deshalb möglich weil die Mittelelektroden der Einzellinsen im Verhältnis zum Durchmesser sehr kurz sind. Daher hat man auf der optischen Achse einen starken Felddurchgriff der angrenzenden Elektroden. In Abbildung 6.8 ist der Potentialverlauf auf der optischen Achse der Spektrometerlinse dargestellt. Weil das Programm EOPT nur Linsen und keine Sektorfelder berechnen kann, wurde das Sektorfeld durch eine Ersatzlinse mit gleicher Brechkraft wie das Sektorfeld ersetzt. Die daraus resultierende Vergrößerung der Linse beträgt $M_L = 4{,}94$. Die gesamte Kurve für die Zoomlinse ist in Abbildung 5.5 dargestellt.

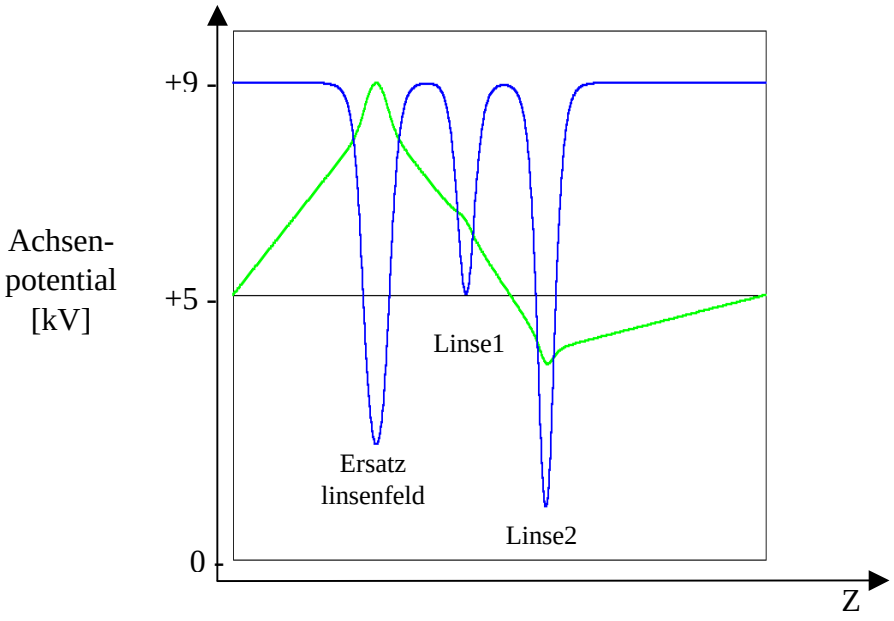


Abbildung 6.8: Potentialverlauf in der Zoomlinse und Fundamentalbahn zur Bestimmung der optimalen Linsenerregung. Die Elektronen starten auf der linken Bildseite und werden über eine Ersatzlinse für den Kugelsektor in die Zoomlinse fokussiert. Der mittlere Potentialpeak der Linse 1 verkürzt den Fokus des Kugelsektors. Über die Potentialvariation der Linse 2 läßt sich die Bahn in der YAG-Ebene (rechter Bildrand) fokussieren.

7 Elektronenstrahlmesstechnik

Mittels der Elektronenstrahlmeßtechnik ist es möglich stationäre und zeitaufgelöste Spannungsverteilungen bis zum ps-Bereich [58] auf integrierten Schaltkreisen aufzunehmen. Dies gilt sowohl für qualitative als auch für quantitative Analysen. Grundlage für diese Untersuchungen ist immer die Abhängigkeit des SE-Spektrums vom Potential am Emissionspunkt und von dem äußeren anliegenden elektrischen Absaugfeld. Neben diesen passiven Untersuchungsmethoden, bei denen der Elektronenstrahl möglichst keinen Einfluß auf die Probe haben sollte, gibt es aber auch aktive Anwendungen des Elektronenstrahles. Hier verwendet man den Elektronenstrahl als miniaturisierte Stromquelle, wobei die Elektronen von den bestrahlten Bereichen absorbiert werden. Zur Untersuchung und Bestimmung von Halbleiterparametern kann man mit dem Elektronenstrahl auch Ladungsträger in Verarmungszonen von z.B. pn-Übergängen erzeugen und so qualitative und quantitative Aussagen über Lebensdauern von Ladungsträgern, Dotierungen, Diffusionslängen usw. machen [59]. Üblicherweise werden solche Untersuchungen mit den bekannten EBIC- und EBIV-Verfahren (Electron Beam Induced Current und Electron Beam Induced Voltage) [60] gemacht. In Kapitel 7.3 wird ein ähnliches aber kontaktloses Verfahren beschrieben.
Darüber hinaus ist es auch möglich bei der Chip-Analyse mit einem Ionenstrahl Leiterbahnen zu durchtrennen, um Fehlfunktionen besser analysieren zu können. In sogenannten Zweistrahlsystemen wird die elektronenoptische Säule mit einer Ionenoptik kombiniert. Die beiden Säulen sind so auf der Probenkammer angeordnet dass der Koinzidenzpunkt des Elektronenstrahls und des Ionenstrahls auf der Probenoberfläche liegt. Mit Hilfe des Ionenstrahls lassen sich nicht nur Leiterbahnen auftrennen sondern man kann auch Querschnitte in die Probe bohren und so tiefer liegende Strukturen abbilden[13]. Man kann also gleichzeitig mit dem Ionenstrahl auf der Probe Material abtragen und sich die Veränderung mit dem Elektronenstrahl anschauen. Genauso ist es auch möglich, mittels Gaseinlaß in der Probenkammer defekte Leiterbahnstrukturen in kleinen Bereichen zu reparieren. Hierbei werden gasförmige, metallische Verbindungen verwendet, die mittels Elektronenstrahl aufgebrochen werden und sich das Metall so auf der Probe niederschlägt. So werden getrennte Leiterbahnen wieder verbunden.
Im Folgenden wird aber nur auf die für diese Arbeit relevanten Effekte des Potentialkontrastes und der lokalen Feldeffekte eingegangen und wie man damit quantitative

[13] Diese Methode wird heutzutage auch vermehrt eingesetzt zur Präparation von TEM (Transmissions Elektronen Mikroskop)-Proben. Hierbei werden Lamellen mit weniger als 10nm Stegbreite aus der Probe herausgeschnitten. Diese Lamellen werden anschließend zum Beispiel mit einer elektrostatisch geladenen Glasnadel aus der Probe herausgehoben und zur Untersuchung im TEM auf einem TEM Probenhalter befestigt.

Spannungsmessungen durchführen kann. Im letzten Abschnitt wird dann noch kurz das neuartige SEBIV Verfahren (Surface Electron Beam Induced Voltage) erläutert.

7.1 Potentialkontrast

Sekundärelektronen, die von einem PE-Strahl ausgelöst werden, haben typischerweise eine kinetische Energie von 0 bis 50 eV. Die Elektronenenergieverteilung hat für Metalle ein Maximum bei 1 bis 3 eV (FWHM[14] = 4 bis 6 eV) und für Isolatoren bei 0,5 bis 2 eV (FWHM = 2 bis 3 eV). In Abbildung 4.7 ist ein solches SE-Spektrum für eine Al-Probe dargestellt. Die analytisch bestimmte Energieverteilung ergibt sich nach Chung und Everhart [61] zu:

$$N(E) = K \frac{E - E_F - \Phi}{(E - E_F)^4}, \qquad (7\text{-}1)$$

mit K = Konstante, E = SE-Energie, E_F = Fermienergie und Φ = Austrittsarbeit. Der hohe niederenergetische Anteil von ca 75% des Gesamtspektrums an SE mit E < 5eV ist der Grund für die hohe Abhängigkeit der SE-Emission von lokalen Feldern auf der Probe.

Das Prinzip des Potentiakontrasts wird anhand von Abbildung 7.1a erklärt. Im unteren Teil sieht man vier Aluminiumleiterbahnen, von denen drei auf 0V Potential liegen und die zweite von links auf +5V. Oberhalb des Bildes sieht man die Äquipotentiallinienverteilung, womit man die unterschiedliche Kontrastentstehung erklären kann. SE die von der +5V Leiterbahn starten, können das lokale Gegenfeld der Leiterbahn selbst von 5 V – 0,73 V = 4,27 V nur teilweise überwinden und zum Detektor gelangen, weshalb diese Bahn dunkel bleibt. Treten die SE dagegen von der 0V Leiterbahn aus, gelangen alle SE zum Detektor und die Bahn ist im Bild hell. Dieser Potentialkontrast wird in der Literatur auch als lokaler Feldeffekt 1 (LFE1) [63], [64], [65] bezeichnet.

Der LFE1 kann durch starke Absaugfelder über der Probe reduziert werden, wie sie zum Beispiel bei einem Immersionsobjektiv [41] auftreten.

Der Lokale Feldeffekt 2 (LFE2) dagegen resultiert aus der Winkelverteilung der austretenden SE. Ein senkrecht einfallender PE-Strahl auf die Probe erzeugt eine kosinusförmige Winkelverteilung der SE:

$$N(\alpha) = N_0 \cos\alpha \qquad (7\text{-}2)$$

wobei N(α) die Anzahl der Elektronen sind, die unter dem Winkel α gemessen gegen den PE-Strahl emittiert werden und N_0 die Elektronen sind, die bei α = 0° emittiert werden.

Wenn die SE die inhomogenen lokalen Felder über der IC-Oberfläche durchlaufen, wird die ursprüngliche Kosinusverteilung verändert. SE die von positiven Leiterbahnen starten, welche von geerdeten Leiterbahnen umgeben sind, werden fokussiert, während SE die von geerdeten oder negativen Leiterbahnen starten, die von positiven Bahnen umgeben sind, defokussiert werden [21].

[14] FWHM = Full Width at Half Maximum

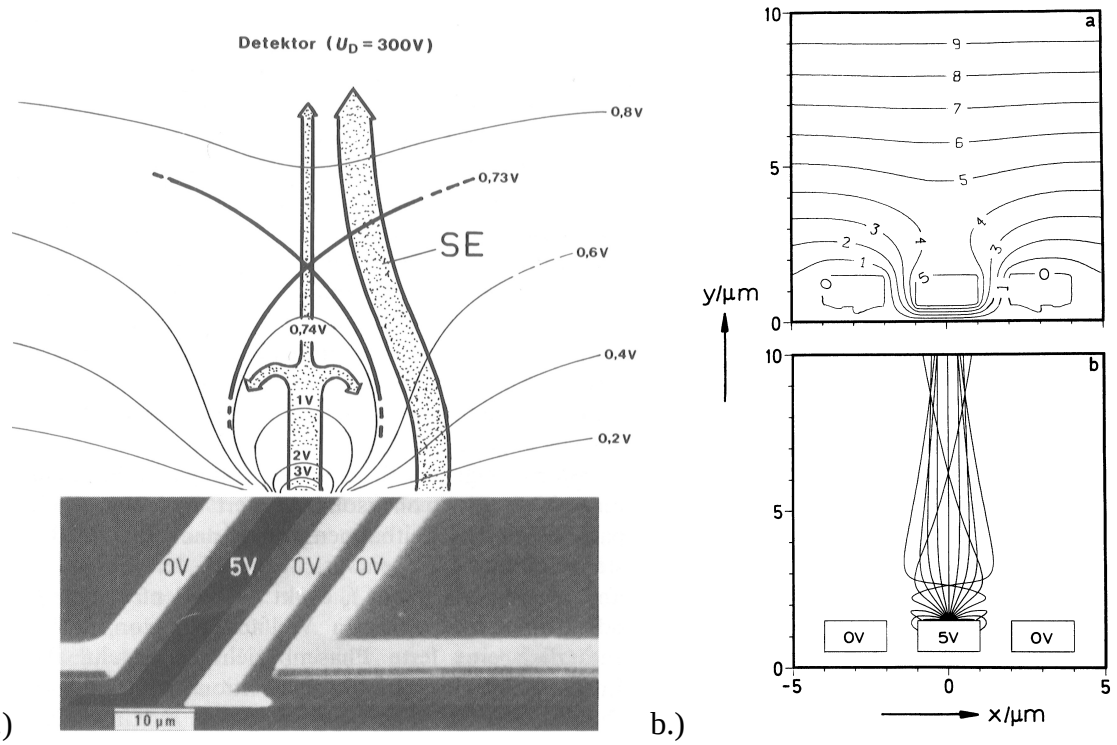


Abbildung 7.1: a.) Potentialkontrast, der durch Wechselwirkung zwischen den Sekundärelektronen SE und den Mikrofeldern – dargestellt durch die Äquipotentiallinien- entsteht. Quelle: [58] b.) Potentialverteilung und SE-Bahnen für eine Anordnung von drei Leiterbahnen mit einer Linienbreite von 2 µm und einem Abstand von 1 µm. Das Extraktionsfeld beträgt 1000 V/mm. Die SE starten mit einer Energie von 1,5 eV und der Startwinkel wird in gleichmäßigen Schritten von 10° erhöht. Quelle [67]

In Abbildung 7.1b ist der Potentialverlauf und die dazugehörigen SE-Bahnen für eine Anordnung von drei parallelen Leiterbahnen dargestellt. Das Absaugfeld beträgt 1000V/mm. Man sieht, dass zwar nahezu alle SEs die Leiterbahn verlassen, aber dass sich oberhalb der Leiterbahn eine Fokussierung der SE-Bahnen andeutet. Diese Richtungsänderung der SE-Bahnen aufgrund lokaler Felder führt bei der quantitativen Analyse zu einem Spannungsmeßfehler und verschwindet auch nicht vollständig bei der Verwendung hoher Absaugfelder.

7.2 Quantitative Spannungsmessung

Probenspannungsabhängige Signale können mit Augerelektronen und Sekundärelektronen aufgenommen werden. Mit dem Auger Peak von Kohlenstoff bei 270 eV der in jedem Spektrum enthalten ist, welches von einem PE-Strahl generiert wurde, können Spannungsunterschiede von weniger als 1eV mit einem zylindrischen Spiegelanalysator gemessen werden. Jedoch erfordert die niedrige Augerelektronenausbeute sehr lange Meßzeiten, was für die Elektronenstrahlmeßtechnik ungünstig ist. Außerdem kann das geforderte Ultrahochvakuum bei der AES (Auger-Elektronenspektroskopie) in der Pro-

benkammer nicht erfüllt werden. Somit bleibt nur die SE-Spektroskopie für die quantitative Analyse.
Der Verlust oder die Zunahme kinetischer Energie von SE in Abhängigkeit der angelegten Probenspannung ist die Grundlage der quantitativen Spannungsmessung mit dem Elektronenstrahl. In Abhängigkeit der angelegten Probenspannung verschiebt sich das gesamte SE-Spektrum. In Abbildung 7.2a sieht man die lineare Verschiebung des Spektrums nach rechts mit zunehmendem negativen Probenpotential V_{SP}. Eine lineare Verschiebung tritt aber nur auf, wenn keine lokalen Felder das SE-Spektrum beeinflussen. Dann ist die Verschiebung ein direktes Maß für die angelegte Probenspannung. Ein solches differentielles Spektrum kann mit einem zylindrischen Spiegelanalysator (CMA) oder einem kugelförmigen Sektorfeldanalysator (CDA) aufgenommen werden. Das Spektrum wird im elektrischen Feld des Analysators dispersiv aufgespalten und über die Variation der Analysatorspannung seriell über eine Selektionsblende aufgezeichnet. Bei dem in dieser Arbeit vorliegenden Spektrometer wird das gesamte SE-Spektrum parallel aufgenommen, ohne dass die Spektrometerspannung verändert werden muß.
Die integrale Form des SE-Spektrums in Abbildung 7.2b erhält man bei Verwendung eines Gegenfeldspektrometers mit planaren oder kugelförmigen Gittern (Abbildung 4.1). Detektiert werden alle SE's die das angelegte Gegenfeld V_G überwinden. Betrachtet man jedoch den gemessenen Strom I_{SED} am Detektor bei einer linearen Spannungsänderung der Probe so stellt man einen nichtlinearen Zusammenhang fest (siehe Abbildung 7.2b). Dieser Nachteil der Gegenfeldspetroskopie wird durch ein feedback-loop kompensiert, bei dem der Detektorstrom I_{SED} durch Variation der Gegenfeldspannung V_G konstant gehalten wird [66]. Die Variation der Gegenfeldspannung ist somit gleich der Variation der angelegten Probenspannung V_{SP}.

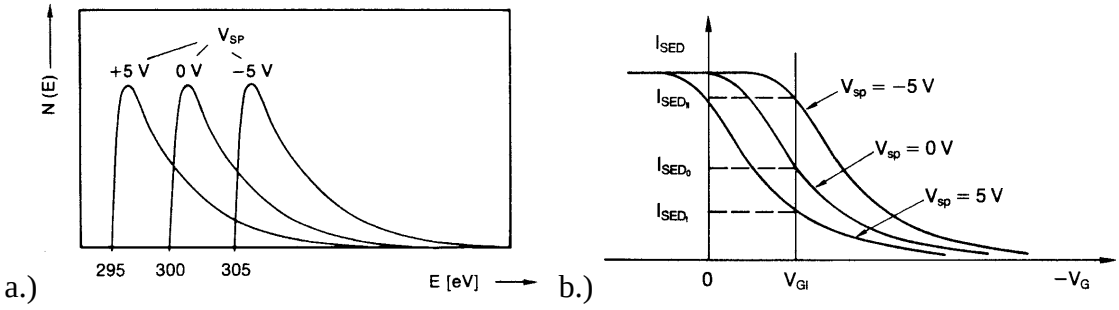


Abbildung 7.2: Verschiebung des differentiellen (a.) und integralen (b.) SE-Spektrums in Abhängigkeit der angelegten Probenspanunng $V_{SP.}$ Quelle: [21]

7.3 Alternative Methoden in der Elektronenstrahlmesstechnik: SEBIV

Die Methode der Elektronenstrahl induzierten Oberflächenspannung (SEBIV – Surface Electron Beam Induced Voltage [68]) im REM ist eine kontaktlose Methode zur Bestimmung von qualitativen und quantitativen Werten von elektrischen Parametern in Halbleitermaterialien [69][70]. In Abbildung 7.3 ist der schematische Aufbau des

Meßprinzips dargestellt. Der zu untersuchende Halbleiter (hier z. B. p-dotiertes Silizium) ist auf dem üblicherweise geerdeten Probenhalter M2 befestigt. Durch Bestrahlung der Probe mit einem Elektronenstrahl wird an der unter der Oberfläche liegenden, natürlichen Verarmungszone (SCR = Space Charge Region) ein Spannungssignal erzeugt. Durch den Elektronenstrahl werden innerhalb der Streubirne (g.v. = generation volume) Elektron Loch Paare erzeugt, die von dem elektrischen Feld der Verarmungszone getrennt werden.

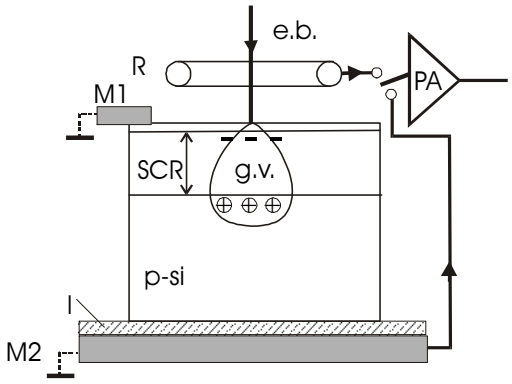


Abbildung 7.3: Schematischer Aufbau zur Detektion des SEBIV-Signals auf der Vorder- und Rückseite der Probe. Die Verarmungszone (SCR) und das Entstehungsvolumen für freie Ladungsträger (g.v.) sind in relativen Dimensionen dargestellt.

Oberhalb der Probe ist eine Ringelektrode angeordnet die die Änderung des Oberflächenpotentials detektiert. Die Ringelektrode bildet mit der Probenoberfläche eine Kapazität, wodurch es bei Änderungen des Oberflächenpotentials zu einem Verschiebungsstrom in dem Detektorring kommt, welcher über einen empfindlichen Vorverstärker (PA = preamplifier) in der Probenkammer gemessen wird. Das so erhaltene Signal kann quantitativ ausgewertet werden oder auf dem Monitor des REM dargestellt werden [71].
Es ist auch möglich das SEBIV-Signal von der Rückseite der Probe aufzunehmen. In diesem Betrieb wird die von oben bestrahlte Oberfläche der Probe mit der Elektrode M1 auf Masse gelegt und das SEBIV-Signal wird kapazitiv über die Elektrode M2 gemessen. Die Probe und die Elektrode M2 sind durch den Isolator I getrennt. Das Vorzeichen des gemessenen Signals ist jetzt umgekehrt wie bei der vorderseitigen Detektion und gleichzeitig ist das Signal durch die größere Kapazität stärker. Ein weiterer Vorteil der rückseitigen Detektion ist der geringere Einfluß der Oberflächentopographie und dass keine störenden SE den Detektor treffen.
In Abbildung 7.4 sind die Aufnahmen eines n-dotierten Siliziumwafers zu sehen, der lokal mit Bor implantiert ist. Die Aufnahmen wurden an einem Cambridge S4-10 REM mit thermischer Kathode und 20 kV Beschleunigungsspannung gemacht. Abbildung 7.4a zeigt die reine Oberflächentopographie der Probe mittels SE-Bild. In Abbildung 7.4b und c ist das SEBIV-Signal der Probe in vor- und rückseitiger Detektion dargestellt. Das n-Substrat erscheint hell und die mit Bor dotierten Bereiche dunkel. In den Übergangsgebieten sieht man deutlich die Kontrastinvertierung.

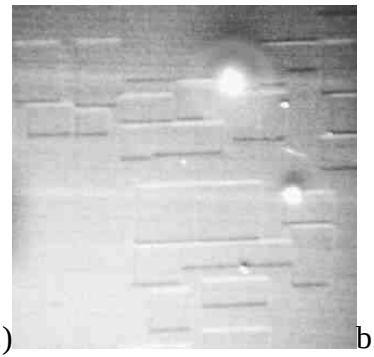
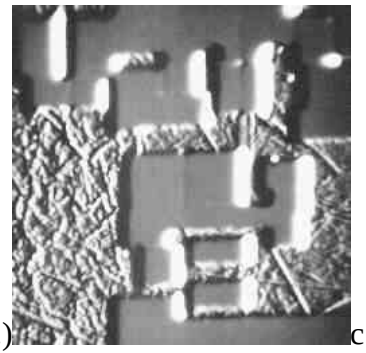
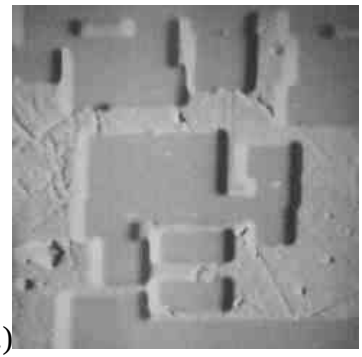
a.)  b.)  c.) 

Abbildung 7.4: n-dotierter Siliziumwafer der lokal p-dotierte (Bor) Gebiete aufweist. a.) SE-Aufnahme der Oberfläche b.) und c.) SEBIV-Signal der gleichen Probenstelle wie in a.). Das n-Substrat erscheint hell und die p-dotierten Gebiete sind dunkel. b.) zeigt das Signal von der Rückseite und c.) von der Vorderseite.

Mit der SEBIV Methode lassen sich auch quantitative Messungen der Diffusionslänge L und der Lebensdauer τ durchführen. Das SEBIV-Signal wird bestimmt durch [72]:

$$\pm \Delta V = C \cdot \beta \ln[1 + \frac{G_{ef} I_0}{I_s} \exp(-X / L)] \quad , \tag{7-3}$$

wobei C eine Kopplungskonstante ist, β = kT/q ist das thermische Potential, G_{ef} = GS/(1+S) ist die effektive Entstehungsrate für Überschußladungen, S ist die reduzierte Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und I_s ist der Sättigungsstrom. Das „+“ Zeichen steht für eine Verarmungszone eines n-dotierten Halbleiters und das „-“ Zeichen für einen p-dotierten. Zur Bestimmung der Lebensdauer L wird entlang eines p-n Übergangs in definierten Abständen X der Strahlstrom I_0 so eingestellt, dass das SEBIV-Signal konstant bleibt. Nimmt man zu jedem Wert noch die Phasenverschiebung φ des mit einem Lock-in Verstärker aufgenommenen SEBIV-Signals auf, so läßt sich auch die Lebensdauer τ der Ladungsträger bestimmen [73].
In Abbildung 7.5 sind zwei auf diese Art ermittelte Spannungskurven dargestellt. Es wurde senkrecht zum pn-Übergang eines bipolaren Si-Transistors gescannt. Die Modulationsfrequenz beträgt f = 10 kHz, die Beschleunigungsspannung V = 20 kV, der Strahlstrom I_{01} = 10,3 nA (Kurve 1) und I_{02} = 2 nA (Kurve 2). Für $\Delta V_1 = \Delta V_2 = 20$ und somit $x_1 = 2\mu m$, $x_2 = 5.5\mu m$ gilt:

$$\Delta V_1 = C \cdot \beta \ln[1 + \frac{G_{ef} I_{01}}{I_s} \exp(-2\mu m / L)] = \Delta V_2 = C \cdot \beta \ln[1 + \frac{G_{ef} I_{02}}{I_s} \exp(-5{,}5\mu m / L)] = 20 \tag{7-4}$$

Daraus folgt: $\ln(I_{01}/I_{02}) = 3.5\mu m / L_P = 0.9$ (mit L = L_P). Somit ist also die Diffusionslänge der p-Ladungsträger L_p = 3.9 µm in diesem Beispiel. Die gleichzeitige Aufnahme der Phasenverschiebung φ erlaubt die Bestimmung der Lebenszeit τ [68]. Für den Gradienten der Phasenverschiebung gilt unter der Bedingung $\omega\tau << 1$:

$$d\varphi/dx = L\omega/2D = \omega\tau/2L. \qquad (7\text{-}5)$$

ω ist die Kreisfrequenz und D die Diffusionskonstante. In Abbildung 7.5 ist dφ/dx = 2.5 mrad/µm was eine Lebensdauer der p-Minoritätsladungsträger ergibt von τ_p = 0.29 µs in einem n-Si Gebiet.

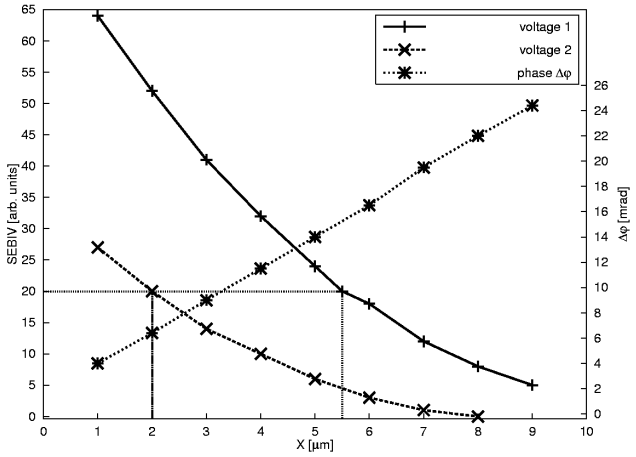


Abbildung 7.5: SEBIV Amplitude (Spannung 1, 2) und Phasenverschiebung Δφ in Abhängigkeit der Rasterstrecke x.

8 Experimente

Der experimentelle Teil der Arbeit teilt sich in zwei aufeinander folgende Tätigkeiten auf. Zuerst muß eine elektronenoptische Justage der Säule vorgenommen werden, um die neuartigen Wien-Filter zu charakterisieren. Diese Justage wird mit Hilfe eines Testpräparates mit kleinen Zinn-Kügelchen im Hochspannungsbetrieb der Säule kontrolliert. Im zweiten Teil wird dann das Gerät im Niederspannungsbetrieb justiert und das außeraxiale Vielkanalspektrometer abgeglichen und charakterisiert. Sämtliche Untersuchungen zur qualitativen und quantitativen Spannungsmessung wurden an einem kommerziellen Testchip durchgeführt, auf dem unterschiedliche Leiterbahnstrukturen aufgebracht sind.

8.1 Justage der elektronenoptischen Säule

Um eine 1:1 Abbildung der virtuellen Quelle der ZrO/W Schottky-Kathode auf die Probe zu bekommen, wird die Elektronensonde im Hochenergiebetrieb (Kathodenpotential liegt auf V_0 = -9kV, Säulenpotential = Probenpotential = Masse, siehe Kapitel 2.2) zuerst bei ausgeschalteter Objektivlinse und ausgeschalteten Wien-Filtern nur mittels Kondensorlinsenerregung auf die Probe fokussiert. Zur Justierung der Kathode auf die optische Achse wird die Kondensorlinsenerregung gewobbelt und die Kathode so lange mechanisch verschoben bis das Bild nur noch in sich atmet und nicht mehr auswandert. Anschließend wird mit der ersten Ebene von Justierspulen der Elektronenstrahl so auf die Aperturblende zentriert, dass man maximalen Sondenstrom erhält. Der Sondenstrom wird mittels Faradaycup gemessen. Schritt eins und zwei müssen eventuell mehrmals iterativ wiederholt werden, da durch die veränderte Erregung der Justierspulen, der optimale Justagezustand, des von der Kathode kommenden PE-Strahls zum Kondensor, nicht mehr gewährleistet ist.
Zur Erzeugung eines telezentrischen Srahlengangs wird im nächsten Schritt die Kondensorerregung so weit zurückgenommen, bis die Auflösung auf der Probe nur noch 200µm beträgt. Dies entspricht dem Durchmesser der Aperturblende und gewährleistet so eine parallele Beleuchtung derselben. Anschließend wird die Objektivlinse erregt und eine möglichst kleine Elektronensonde auf der Probe eingestellt. Mit Hilfe des Doppelablenkers unterhalb der Aberturblende wird der Elektronenstrahl auf die Mitte der Objektivlinse justiert. Zu diesem Zweck wird die Objektivlinsenerregung gewobbelt und der Doppelablenker so eingestellt bis das Bild nicht mehr auswandert. Mit Hilfe eines Stigmators wird der Astigmatismus korrigiert. Die so experimentell erreichte, maximale Auflösung der Apparatur ist 50nm.

8.1.1 Abgleich und Test der Wien-Filter

Um den Einfluß der Wien-Filter auf den PE-Strahl zu testen, wurden als Testobjekt Zinnkugeln aufgenommen. In Abbildung 8.1a.) sieht man Zinnkugeln bei einer Landeenergie der PE von 9 keV. Die beiden Wien-Filter sind nicht erregt und besitzen zu diesem Zweck das Massepotential. Um die Wien-Filter zu testen wird zuerst das Wien-Filter 1 langsam erregt. Man erhöht die Ablenkspannung U_x und kann dabei ein Auswandern des Bildes in Richtung des elektrischen Feldes beobachten. Anschließend wird der Strom I_S durch die Sattelspule so lange erhöht, bis das Auswandern des Bildes wieder vollständig kompensiert ist. Diesen Vorgang wiederholt man so lange, bis das geforderte Magnetfeld von 2,5 mT für eine spätere 15° Auslenkung der SE im 2. Wien-Filter erreicht ist. Abschließend wird bei hoher Vergrößerung die Objektivlinse wieder gewobbelt und das Auswandern des Bildes in Richtung der Wien-Filter Wirkung durch magnetische Feinjustage des Wien-Filters kompensiert. Anschließend wird das Wien-Filter 1 ausgeschalten und das Wien-Filter 2 ebenfalls erregt und nach obiger Vorschrift abgeglichen. Schließlich werden die beiden Wien-Filter erregt und man erhält das Bild aus Abbildung 8.1b.). Da die beiden Wien-Filter eine nicht kompensierbare Zylinderlinsenwirkung aufweisen, mußte die Objektivlinsenerregung etwas zurückgenommen werden und mit Hilfe des Stigmators die Zylinderlinsenwirkung korrigiert werden. Man sieht sehr gut, dass das Bild mit eingeschalteten Wien-Filtern keinerlei Qualitätseinbußen aufweist. Es ist lediglich etwas in der Horizontalen verschoben, was durch den iterativen Abgleich der beiden WF bedingt ist. In diesem „Hochenergiebetrieb“ werden die austretenden SE mittels einem Everhart-Thornley Detektor aufgezeichnet, der seitlich neben der Probe in der Probenkammer angeordnet ist. Aus dem Schattenwurf in Abb. 8 sieht man, dass der Detektor in der Verlängerung der rechten unteren Bildecke angebracht ist.
Als zweites Testobjekt wurde eine Leiterbahnstruktur aufgenommen, wie sie später für die quantitativen Spannungsmessungen eingesetzt wird. In Abbildung 8.1c.) und d.) sind Leiterbahnen mit 20 µm Breite und 10 µm Abstand bei einer Primärelektronenenergie von E_0 = 8 keV und einem Sondenstrom I_{SF} = 38 nA abgebildet. In Abbildung 8.1c.) sind die Wien-Filter ausgeschaltet, in Abbildung 8.1d.) sind beide Wien-Filter erregt und die Zylinderlinsenwirkung kompensiert. Man sieht wieder keinen qualitativen Unterschied zwischen den beiden Bildern. Somit ist die Funktionalität des 8-Pol Wien-Filters mit Sattelspulen erfolgreich gezeigt. Die Wien-Filter Anordnung hat keine negativen Einflüsse auf den PE-Strahl.

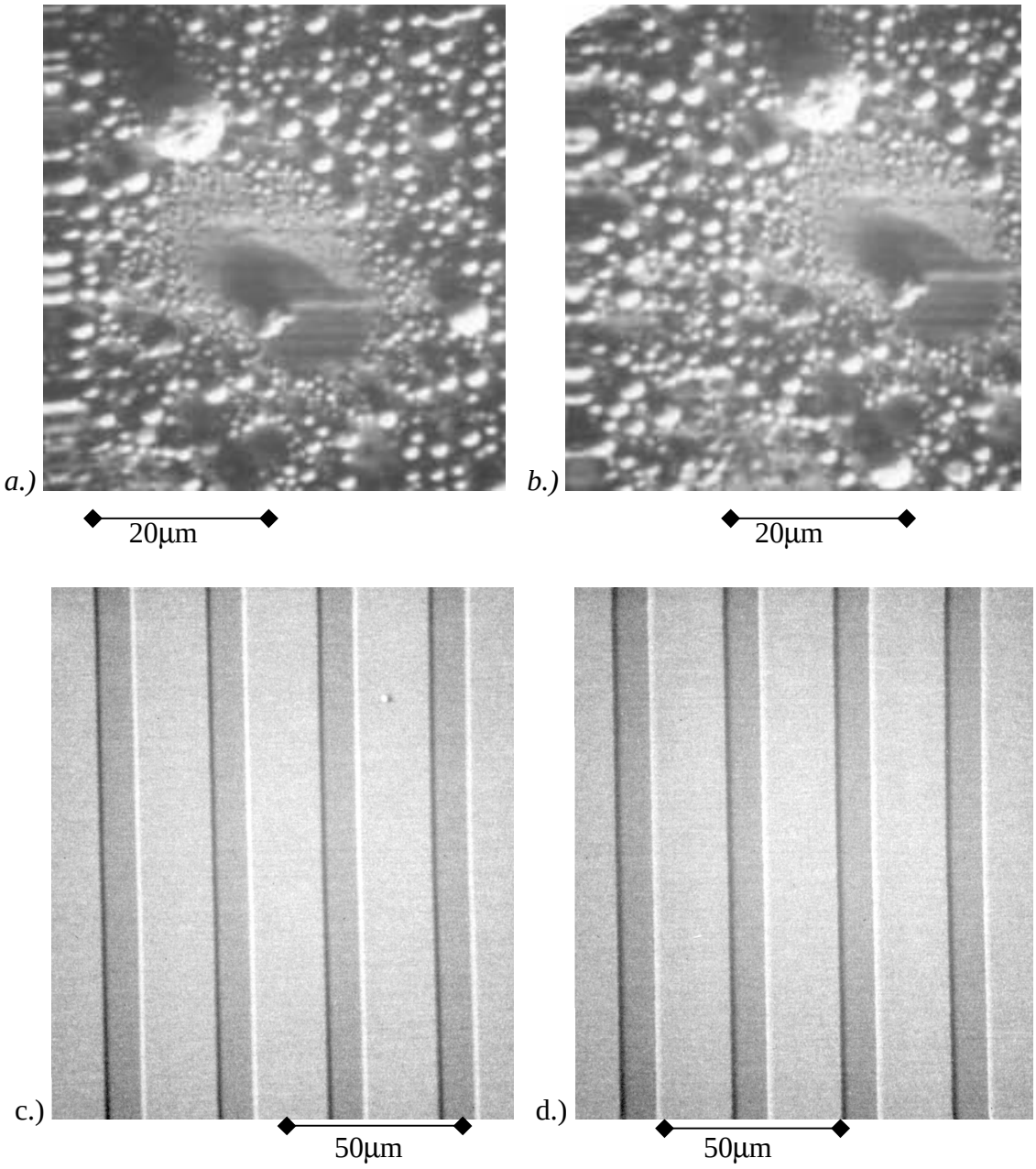


Abbildung 8.1: Testobjekte:

a.) und b.) Zinn-Kugeln: a.) Beide Wien-Filter sind ausgeschaltet. Landeenergie der PE: E_0 = 9keV. b.) Beide Wien-Filter sind erregt und abgeglichen für 9 keV Elektronen. Anspannung des elektrostatischen 8-Pols: V_x = ±601V, Strom durch die Sattelspulen: I_S = 380mA.

c.) und d.) Leiterbahnstrukturen: c.) Beide Wien-Filter sind ausgeschalten. Landeenergie der PE: E_0 = 8keV. d.) Beide Wien-Filter sind erregt und abgeglichen für 8 keV Elektronen. Anspannung des elektrostatischen 8-Pols: V_x = ±640V, Strom durch die Sattelspulen: I_S = 406mA.

8.2 Betrieb als Niederenergiesonde

Zur qualitativen Analyse des SE-Spektrums und zur quantitativen Bestimmung des Auflösungsvermögens des außeraxialen Vielkanalspektrometers muß die Elektronensonde im Niederenergiemodus betrieben werden. Hier hat man sowohl die Möglichkeit qualitative und quantitative Analysen des SE-Spektrums zu machen als auch die Sonde in einem abbildenden Modus zu betreiben. Bei der Verwendung von kleinen Selektionsblenden im Sektorfeld ist sogar ein energiegefilterter Betrieb möglich.

8.2.1 Justage der Niederspannungssäule

Wird die Elektronensonde im Niederenergiebetrieb eingesetzt, so muß sie zuerst wie in Kapitel 8.1 für den Hochenergiebetrieb beschrieben justiert werden. Anschließend werden das Kathodenpotential Φ_K und das Säulenpotential Φ_0, bei fester Potentialdifferenz, so eingestellt, dass die PE in einem Bremsfeld auf 1keV Landeenergie abgebremst werden. Das Bezugspotential des Extraktors liegt dabei fest auf Kathodenpotential, so dass die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Extraktor während des Umschaltvorgangs nicht verändert wird und die Kathode ungestört weiterbetrieben werden kann. Die nun als SPIOL arbeitende Objektivlinse muß als nächstes ca 10% in ihrer magnetischen Erregung zurückgenommen werden und abschließend muß mit dem Stigmator noch einmal der Astigmatismus korrigiert werden. Die von der Probe austretenden SE werden jetzt in die SPIOL hineinbeschleunigt und von dem WF 1 in Richtung Sektorfeld abgelenkt.
Der elektrostatische Kugelsektor muß nun für die auf Säulenpotential beschleunigten SE abgeblichen werden. Hierzu werden alle Elektroden der anschließenden elektrostatischen Zoomlinse ebenfalls auf Säulenpotential gelegt, so dass keine Linsenwirkung entsteht. Das Mikroskopobjektiv und die CCD-Kamera im Anschluß an den YAG-Kristall werden entfernt und durch einen Lichtleiter ersetzt, der mit dem Photomultiplier verbunden ist (siehe Abbildung 8.2). Jetzt kann das Potential auf den beiden Halbschalen des Kugelsektors nach Gleichung (5-3) eingestellt werden. Die Sektorpotentiale werden anschließend fein nachjustiert, indem die Intensität des Photomultipliersignals maximiert wird. Abschließend kann durch Fokussierung mit der Zoomlinse auf den YAG-Kristall die Intensität noch einmal verbessert werden, weil dadurch weniger SE auf die Linsenelektroden auftreffen. In diesem Zustand läßt sich mit der Sonde in einem normalen abbildenden Modus arbeiten, d. h. die Probe kann mit einer Landeenergie der PE von 1keV abgerastert und visuell untersucht werden.
Um das Spektrometer in seinem eigentlichen Betriebsmodus als Vielkanalspektrometer zu betreiben, wird der Lichtleiter vom YAG-Szintillator entfernt und die CCD-Kamera mit aufgesetztem Mikroskopobjektiv wird wieder adaptiert (siehe Abbildung 8.2 unten). Hierzu wird das Objektiv mittels eines x-y-z-Verschiebetisches mechanisch auf die optische Achse der elektrostatischen Zoomlinse zentriert. Am Objektiv selbst kann durch einen Drehring (Objektglaskorrektur) die YAG-Dicke von 150 µm kompensiert werden. Der Abstand des Objektives zum YAG-Szintillator wird so eingestellt, dass das Bild der CCD-Kamera scharf ist. Mit Hilfe der elektrostatischen Zoomlinse kann die Vergrößerung nach der Kurve in Abbildung 5.5 eingestellt werden. Jetzt kann das dispersiv

zerlegte Spektrum auf einmal aufgenommen werden und anschließend mit Hilfe eines Linescans über das Spektrum eine quantitative Analyse durchgeführt werden. Die Offline Auswertungen der Spektren wurden mit dem Bildverarbeitungsprogramm „Analysis“ der Firma SIS durchgeführt.

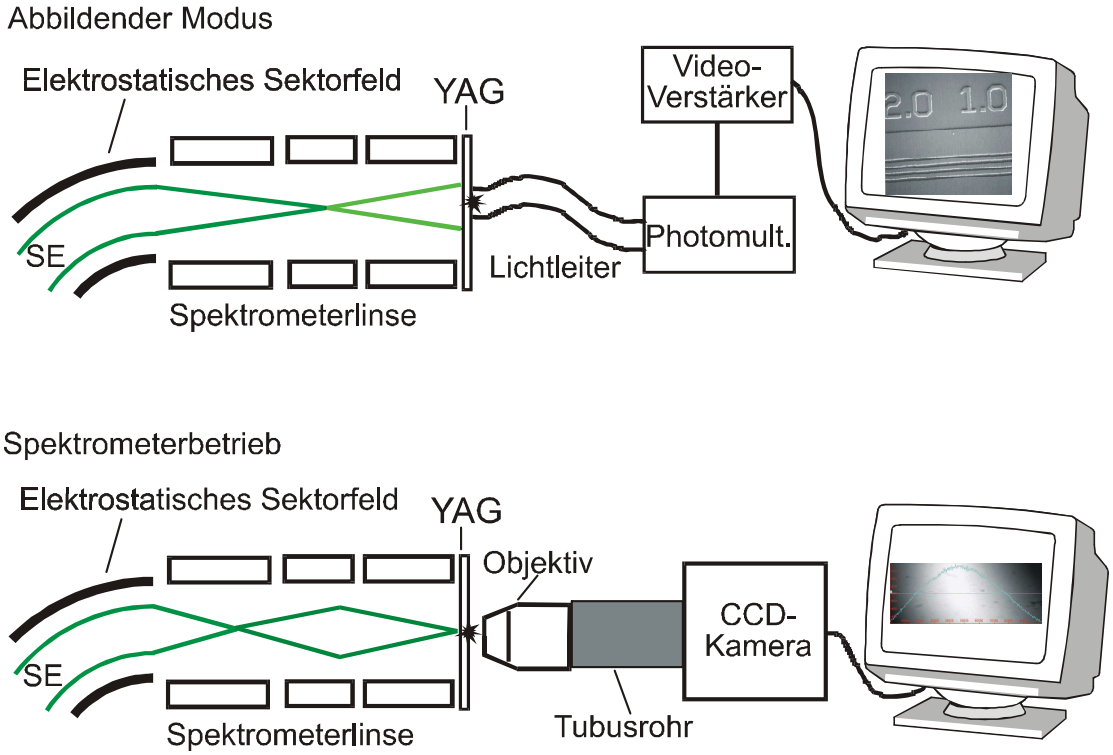


Abbildung 8.2: Unterschiedliche Betriebsmodi bei der Signalaufnahme im Niederenergiebetrieb der Elektronensonde. Oben: Abbildender Modus, unten: Spektrometerbetrieb.

8.2.2 Abbildender Modus

Im abbildenden Betrieb wird das durch das Sektorfeld dispersiv aufgespaltene SE-Spektrum integral via Lichtleiter und Photomultiplier aufgezeichnet und zur konventionellen Bilddarstellung mittels Videoverstärker und Monitor benutzt. Im folgenden werden die verschiedenen Bildentstehungsarten beschrieben.

Potentialkontrast:
In Abbildung 8.3 ist der Kontaktbereich einer Leiterbahn im abbildenden Niederenergiebetrieb der Sonde dargestellt. Man sieht zwei Bilder der gleichen Kontaktstelle bei unterschiedlich angelegter Spannung V_L an der Leiterbahn. Die Spektrometerparameter sind für beide Bilder die gleichen. Die Kontrastunterschiede vor allem auf dem Kontaktpad kommen allein durch den Potentialkontrast. In Abb. 8.3a besitzen die SE die von dem auf Masse liegenden Kontaktpad starten eine Energie von 8 keV im Sektorfeld. Das Sektorfeld und die Zoomlinse wurden so abgeglichen dass das Emissionsmaximum dieser SE auf den YAG fällt. In Abb. 8.3b sehen die SE das lokale

Bremsfeld des Kontaktpads von V_L = +10V und haben somit im Sektorfeld nur eine Energie von 7,99 keV. Aufgrund dieses Energieverlustes wird das Maximum des SE-Spektrums an der Selektionsblende im Spektrometer verschoben und es treffen weniger SE auf den YAG. Das Bild erscheint somit insgesamt dunkler. Zusätzlich spielt hier noch der LFE 2 eine Rolle. Die austretenden Sekundärelektronen werden durch das lokale positive Feld der Leiterbahn und des Bonddrahtes von ihrer Flugrichtung abgelenkt und treffen so nicht mehr senkrecht in das Wien-Filter. Das bewirkt eine außeraxiale Flugbahn im Sektorfeld, wodurch die SE ebenfalls an der Blende ausselektiert werden und das Kontaktfeld dunkel dargestellt wird. Die SE werden durch das hohe elektrostatische Absaugfeld von E_S = 1 kV/mm der SPIOL weiterhin abgesaugt, erfahren aber die oben erläuterte Richtungsänderung.

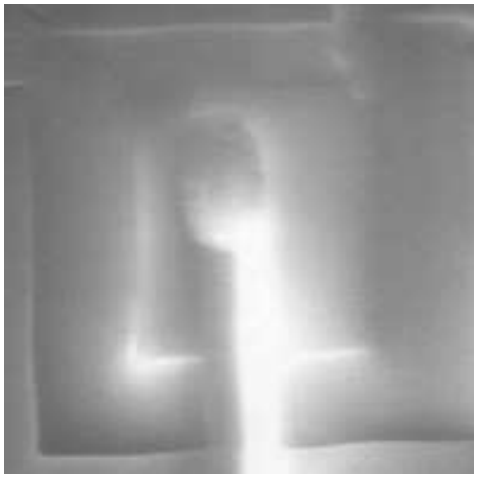
a.) b.) 

Abbildung 8.3: Potentialkontrast am Beispiel einer Kontaktstelle zwischen Leiterbahn und Bonddraht. Landeenergie der PE $e\Phi_P$ = 1keV, Säulenpotential Φ_0 = 8kV, Sondenstrom I_S = 32nA, Arbeitsabstand WD = 8mm. Das Sektorfeld ist genau auf die SE-Energie von 8 keV abgeglichen. Die äußere Halbschale ist mit φ_a = 6,27 kV belegt und die Innere mit φ_i = 10,24 kV. Die Zoomlinse wurde einmal auf maximale Bildhelligkeit einjustiert und danach nicht mehr verändert. In a.) liegt der Bonddraht einschließlich Kontaktpad auf Massepotential und in b.) auf V_L = +10V.

„Energiegefilterte“ Aufnahmen:

Mit Hilfe unterschiedlicher Spannungsbelegungen des elektrostatischen Sektorfeldes läßt sich ein „energiegefiltertes“ Bild aufzeichnen. Der Begriff „energiegefiltert“ steht hier in Anführungsstrichen weil bei der Selektion lediglich ein sehr breites Fenster ausgewählt wird, was nicht für eine quantitative Analyse im abbildenden Betrieb ausreichend ist. In Abbildung 8.4 ist die Kontaktstelle eines Bonddrahtes zu sehen, die mit unterschiedlichen Potentialbelegungen des Sektorfeldes aufgenommen wurde. In Abbildung 8.4a ist das Sektorfeld exakt auf die SE-Energie von 8 keV abgeglichen. Man sieht ein relativ homogen ausgeleuchtetes Bildfeld. In Abbildung 8.4b wurde das Potential des äußeren Sektors um 90 V erhöht, wodurch der Bonddraht und die Kanten des Al-Kontaktpads überstrahlt erscheinen. Die Oxidschicht um das Kontaktfeld herum ist viel dunkler wie in Abb. 8.4a. Dies kann aus einer negativen Aufladung der

isolierenden Oxidschicht unter Elektronenbeschuß resultieren. Durch das lokale negative Feld werden die SE zusätzlich zu ihrer Austrittsenergie beschleunigt und haben somit eine höhere Endenergie im Analysator. Durch die Spannungserhöhung an der äußeren Kugelschale des Sektorfeldes können diese höherenergetischen SE jetzt die Selektionsblende nicht mehr passieren und werden ausgefiltert. Somit wird die Oxidschicht dunkler abgebildet.
Die überstrahlte Abbildung des Bonddrahtes, zur im Bild rechten Seite hin, und der Kontaktfeldberandung kann durch einen Kanteneffekt erklärt werden. In Abbildung 8.4a werden alle 8keV-SE-Keulen die senkrecht zur Probenoberfläche austreten optimal durch das Sektorfeld geführt. In Abbildung 8.4b werden diese SE-Keulen jetzt stärker zur äußeren Elektrode abgelenkt und werden deshalb teilweise ausgeblendet. Deshalb ist zum Beispiel die linke Hälfte des Bonddrahtes dunkler. Allerdings werden die seitlich rechts am Bonddraht startenden, vorgekippten SE-Keulen jetzt gerade auf die Mitte des Kugelkondensators justiert und können so optimal zur Bilddarsellung beitragen. Dies gilt auch für die in Abbildung 8.4b hellen Kanten des Kontaktfeldes.

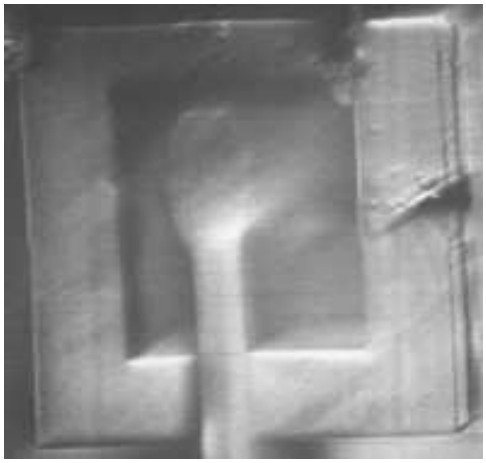
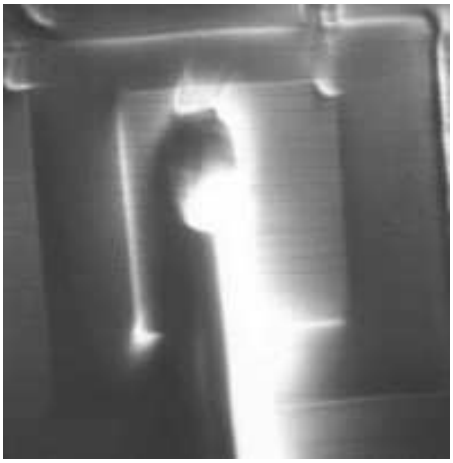
a.)  b.) 

Abbildung 8.4: „Energiegefilterte“ Aufnahme eines Bonddrahtes an der Kontaktstelle, im Niederenergiebetrieb der Elektronensonde. Landeenergie der PE $e\Phi_P$ = 1keV, Säulenpotential Φ_0 = 8kV, Sondenstrom I_S = 32nA. In beiden Fällen liegt das Kontaktfeld auf Massepotential. Im Bild a.) ist das Sektorfeld genau auf die SE-Energie von 8 keV abgeglichen. Die äußere Halbschale ist mit φ_a = 6,22 kV belegt und die Innere mit φ_i = 10,28 kV. In b.) wurde nur das Potential der äußeren Kugelschale auf φ_a = 6,31 kV erhöht und φ_i = 10,28 kV beibehalten.

Rückstreuelektronen-Abbildung:
In Kapitel 6.2.3 wurde gezeigt, dass das Wien-Filter auch die um 1 keV höher-energetischen RE in Richtung des Sektorfeldes ablenkt. Man kann somit durch Variation von φ_i und φ_a SE-Bilder oder RE-Bilder erhalten. In Abbildung 8.5 ist wieder ein Ausschnitt des Testchips mit Bonddrähten und Leiterbahnen zu sehen. Abbildung 8.5a zeigt das SE-Bild der Probe, bei dem das Sektorfeld auf die 8 keV SE abgeglichen ist. In Abbildung 8.5b wurde das Potential der beiden Sektorschalen so verändert, dass es auf die mit 9 keV einfallenden RE abgeglichen ist. Während die

Sektorfeldspannungen kontinuierlich erhöht wurden, war das Bild völlig dunkel, so dass es absolut auszuschließen ist, dass bei dieser Einstellung noch irgendwelche SE zum Signal beitragen. Im RE-Bild sind die Aufladungen der Bonddrähte nicht mehr zu sehen, was daran liegt, dass die mit 1 keV elastisch gestreuten PE eine so große Startenergie haben und daher nicht mehr von den lokalen Aufladungen beeinflußt werden. Die dunklen Schatten in beiden Bildern kommen wieder durch den LFE2. Die ausgelösten SE bzw. RE erfahren im lokalen Feld des Bonddrahtes eine Richtungsänderung und werden so an der Selektionsblende des Sektorfeldes ausgeblendet. Da die Elektronen sekrecht nach oben abgesaugt werden, kommt der Schatten nicht durch einen seitlich angeordneten Detektor wie in einem konventionellen REM.

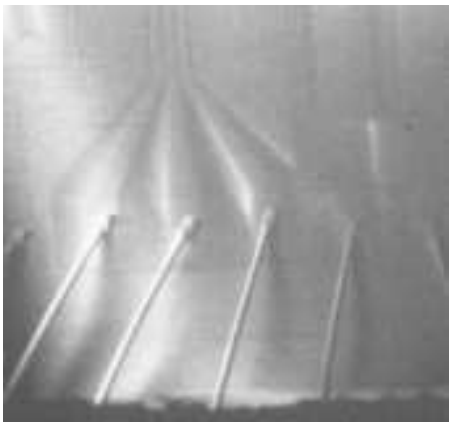
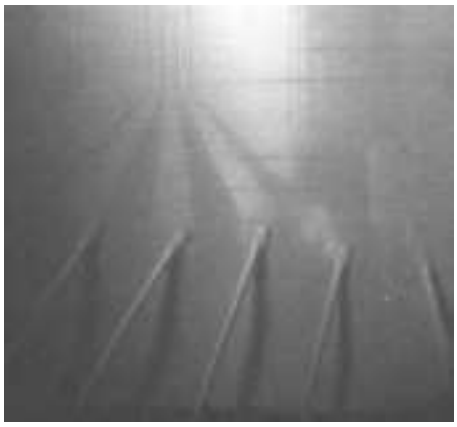
a.)  b.) 

Abbildung 8.5: SE und RE-Bild eines ausgewählten Testchip Bereiches im Niederenergiebetrieb der Sonde. Landeenergie E_0 = 1keV, Säulenptential Φ_0 = +8 kV. a.) Sektorfeld auf 8 keV SE abgeglichen, φ_i = +10,30 kV, φ_a = 6,26 kV. b.) Sektorfeld auf 9 keV RE abgeglichen, φ_i = 11,57 kV, φ_a = 7 kV.

Bildfeldgröße:

Im abbildenden Modus ist es natürlich interessant zu sehen, bis zu welcher Bildfeldgröße man ein homogen ausgeleuchtetes Bild erzielen kann. Bei kleinen Vergrößerungen überstreicht der Elektronenstrahl ein sehr großes Rasterfeld, und die SE aus den Randgebieten treten unter einem schrägen Einfallswinkel in die SPIOL und in das Wien-Filter ein. Somit ist die Wien Bedingung nicht mehr ideal erfüllt und die SE werden nicht mehr auf der optischen Achse des Spektrometers geführt, was zu einer Ausblendung an der Selektionsblende führt. Durch geschickte Anordnung der Rasterspulen kann dieser Effekt teilweise kompensiert werden [5].

In Abbildung 8.6 sind zwei verschiedene Proben bei einer sehr kleinen Vergrößerung abgebildet. In Abbildung 8.6a ist ein sehr großer Bereich des ITG-Testchips bei einer Landeenergie von 1 keV dargestellt. Das Säulenpotential liegt auf Φ_0 = 8 kV, so dass die PE eine Energie von E_0 = 9 keV in der Säule haben (Φ_K = -1kV). Der Rasterbereich beträgt 2,4 mm x 2,4 mm. Man sieht deutlich oben rechts einen sehr hellen Bereich, für den der Wien-Filterabgleich optimal ist. Um diesen Bereich herum nimmt die Helligkeit ab, bis sie in den entferntesten Gebieten unten links völlig verschwindet. In Abbildung

8.6b ist eine Probe mit Zinnkugeln bei etwas größerer Vergrößerung zu sehen. Die Helligkeit ist im gesamten Rasterbereich von 0,3 mm x 0,3 mm fast gleich. Im oberen Bereich sieht man ein dunkles Rasterfeld, das von der Kontamination bei einer höheren Vergrößerung stammt. Auch im Niederenergiebetrieb kommt es zu Kohlenstoffablagerungen auf der Probe.
Aufgrund der Abbildung 8.6a kann man also einen Rasterbereich von mindestens **1 mm^2** für den Niederenergiebetrieb angeben.

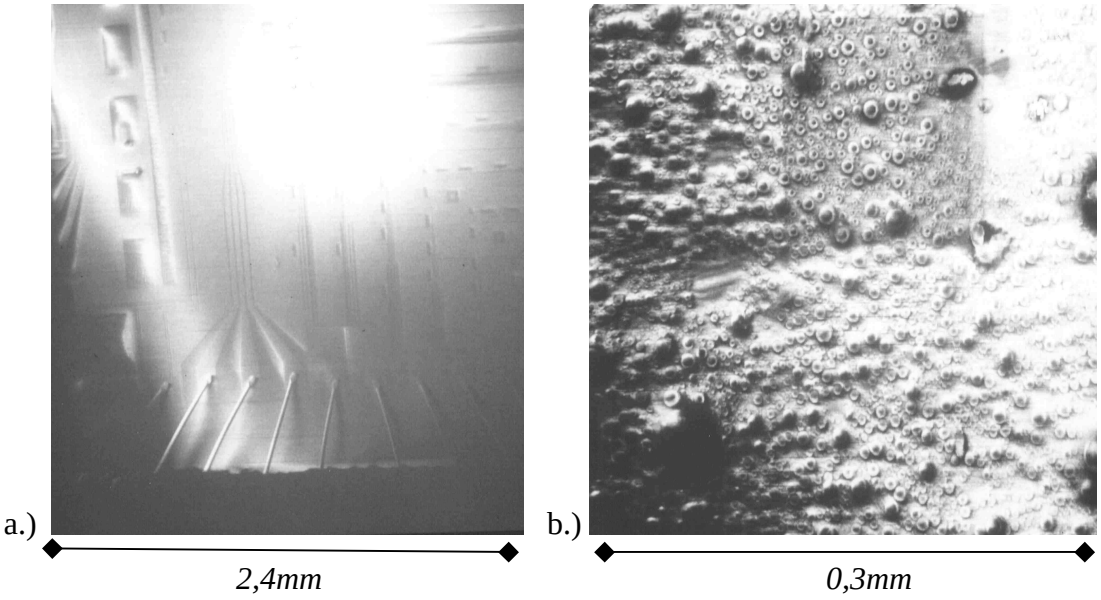
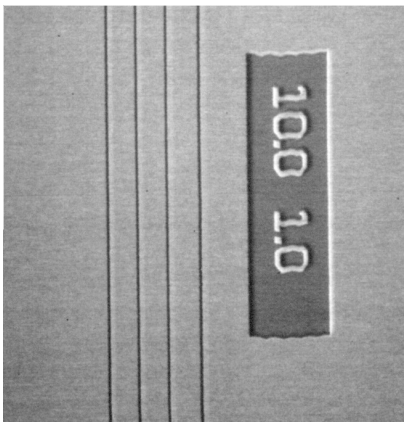


Abbildung 8.6: Ermittlung des maximal homogen ausgeleuchteten Rasterbereichs. a.) ITG-Testchip bei kleiner Vergrößerung und 1 keV Landeenergie, Rasterbereich 2,4 mm x 2,4 mm b.) Zinn-Kügelchen bei 1 keV, Rasterbereich: 0,3 mm x 0,3 mm.

8.2.3 Quantitative Spannungsmessung

Für den Spektrometerbetrieb der Niederenergiesonde, wird das System zuerst im abbildenden Modus justiert und die zu untersuchende Objektstelle ausgewählt. Danach wird der Lichtleiter entfernt und durch das Mikroskopobjektiv mit CCD-Kamera ersetzt. Alle quantitativen Untersuchungen wurden an dem ITG (Informationstechnische Gesellschaft)-Testchip der „*Fachgruppe Kontaktloses Testen Elektronischer Schaltungen*“ durchgeführt, der kommerziell von der Firma Plano vertrieben wird. Dieser Chip besitzt Leiterbahnstrukturen von 0,5 µm bis 20 µm. Man kann damit verschiedene Parameter der Elektronenstrahlmeßtechnik wie z. B. Strahlstrom, räumliche Auflösung, Spannungsauflösung und Übersprechen der Spannungen auf benachbarte Leiterbahnen untersuchen. Auf dem Chip befindet sich außer den Leiterbahnen eine runde Kontaktfläche mit 200 µm Durchmesser zur Sondenstrombestimmung (siehe Abbildung 8.7b). Über eine Eichmessung kann so auf einen separaten Faraday-Cup verzichtet werden. Der über die Kontaktfläche gemessene Sondenstrom I_{SK} ergibt über die Beziehung $I_{SK} = 0{,}83 * I_{SF}$ den realen Sondenstrom, der mittels Farady-Cup gemessen wird [74]. Im folgenden werden die Ergebnisse der

quantitativen Messungen an drei verschiedenen Objektstellen ausgewertet. Als erstes wurde auf dem Kontaktfeld aus Abbildung 8.3 die Spannungsauflösung des Spektrometers bestimmt. Der zweite Meßpunkt befindet sich auf der Sondenstrom-Kontaktfläche, und die dritte Messung wurde an einer 10 µm breiten Leiterbahn durchgeführt, bei der im Abstand von 1 µm zu beiden Seiten weitere Leiterbahnen verlaufen. Mit dieser Anordnung (Abbildung 8.7a) läßt sich nicht nur die Spannungsauflösung bestimmen, sondern auch der Einfluß von lokalen Feldern.

a.) 

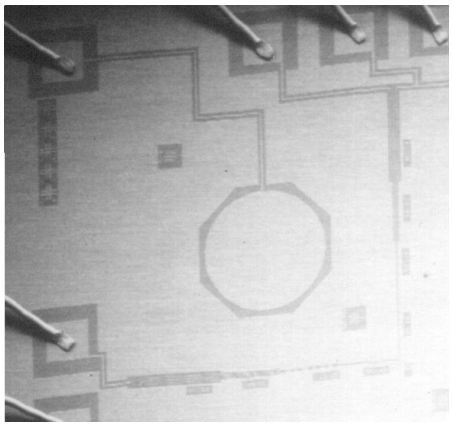
b.) 

Abbildung 8.7: Probenstellen des ITG-Testchips zur quantitativen Bestimmung der Spektrometerauflösung. a.) Anordnung von 3 Leiterbahnen mit 10 µm breite und 1 µm Abstand. b.) Kontaktfläche zur Sondenstrommessung

- **Messung auf Kontaktfeld**

Zur Aufnahme der Meßwerte in Abbildung 8.8 wurde der Elektronenstrahl im Spot-Modus auf das Kontaktfeld aus Abbildung 8.7b justiert und das dispersiv zerlegte SE-Spektrum aufgezeichnet. In Abbildung 8.8 ist nahezu das gesamte SE-Spektrum zu sehen. Die durchgezogenen Linien sind Polynome sechster Ordnung. Man sieht deutlich wie mit zunehmend negativer Spannung auf dem Kontaktfeld, das gesamte Spektrum nach rechts geschoben wird. Die Landeenergie der PE ist E_0 = 1keV und der Sondenstrom beträgt I_{SF} = 70 nA. Das Sektorfeld ist genau auf die SE-Energie von 8 keV abgeglichen und die Zoomlinse ist mit V_2 = 6,16 kV erregt, was einer lateralen Vergrößerung von $M_L \approx 7{,}2$ entspricht. Die Kamera arbeitet mit der vollen Auflösung von 1280 x 1024 Pixeln bei 2s Belichtungszeit, was der Aufteilung in 1280 Kanäle mit je 6,7 µm Breite entspricht.

Zur Bestimmung der exakten Spannungsauflösung wurde der Bereich von 1050 bis 1150 Pixel in Abbildung 8.9 vergrößert dargestellt und zwei weitere Spektren bei 4,1 V und 4,5 V hinzugefügt. Man sieht die beiden Spektren bei 4 V und 4,1 V deutlich getrennt. Betrachtet man die normierten Spektren bei einem Intensitätsabfall von 80 % so erhält man eine Verschiebung von ΔN = 18,5 Pixel. Dies entspricht bei einer effektiven Pixellänge von $\Delta x = \sqrt{2} \cdot 6{,}7\,\mu m$ [15] einer Dispersion von

[15] Die CCD-Kamera war bei dieser Aufnahme um 45° zur Verschiebungsrichtung des Spektrums verdreht. Deshalb wird als effektive Pixellänge die Diagonale angenommen.

$$D = 18{,}5 \cdot \sqrt{2} \cdot 6{,}7\,\mu m / 0{,}1eV = 1{,}75 mm / eV \qquad (8\text{-}1)$$

Bei der Dimensionierung des Spektrometers wurde ein theoretischer Wert von D = 1,1 mm/eV gefordert.

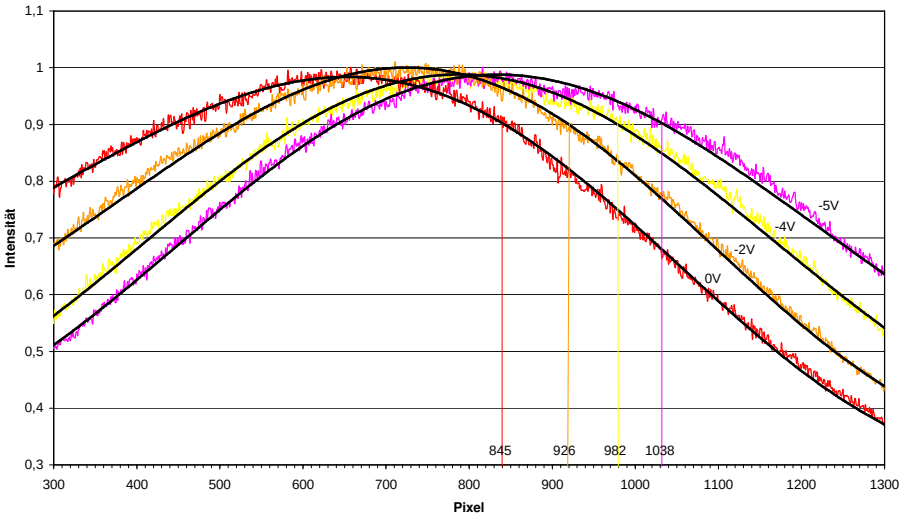


Abbildung 8.8: Verschiebung der SE-Spektren bei ansteigender negativer Probenspannung: Die hochfrequent verrauschten Kurven sind die mittels Linescan gemessenen Werte und die glatten Kurven sind mit einem Polynom sechster Ordnung angefittet.

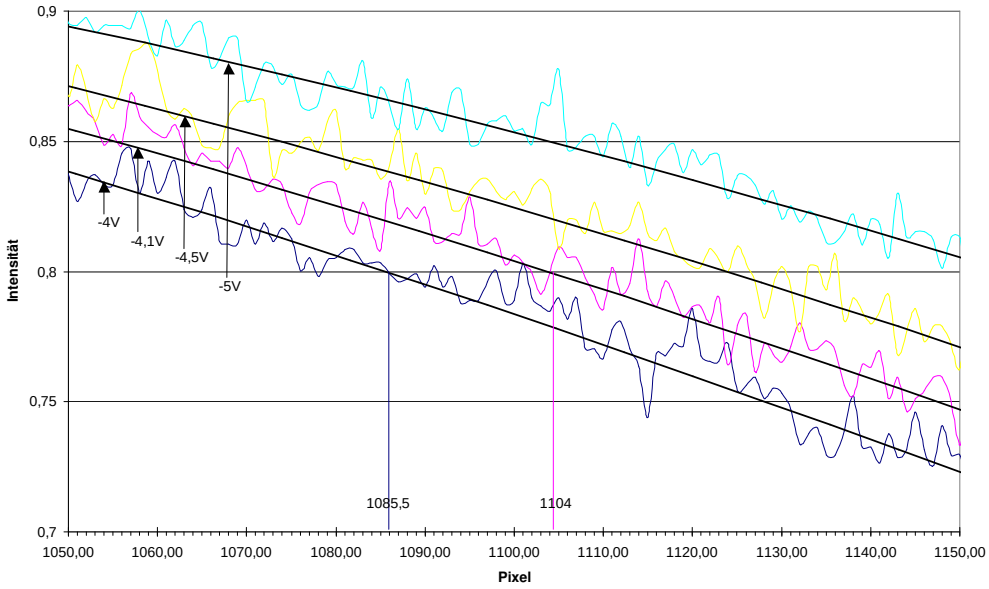


Abbildung 8.9: Quantitative Spannungsauflösung des Spektrometers. Es sind die Ausschnitte von 4 Spektren bei unterschiedlicher Spannungsbelegung des Kontaktfeldes dargestellt.

- **Messung auf Sondenstrom-Feld**

Die gleiche Messung wie oben wurde noch einmal auf dem Sondenstrom-Feld des Testchips durchgeführt. Da dieses Feld weiter von den Bonddrähten entfernt ist und einen Durchmesser von 200 µm hat, sollte es keine störenden Einflüsse durch lokale Felder geben. Es wurden Spektren von +2 V bis +21 V Probenpotential aufgenommen. Aus Übersichtsgründen werden die Spektren in 3 verschiedene Diagramme aufgeteilt, da nicht immer das gesamte SE-Spektrum auf den YAG abgebildet wurde. In Abbildung 8.10 sind die hochenergetischen Enden der SE-Spektren bei +2V bis +8 V Probenspannung dargestellt. In Abbildung 8.11 ist der Mittelteil der Spektren von +10 V bis +15 V abgebildet und in Abbildung 8.12 sind die Spektren von +16 V bis +21 V mit den niederenergetischen Enden dargestellt. Alle Spektren sind mit gleichen Elektrodenpotentialen des Spektrometers aufgenommen.
Die Landeenergie der PE ist E_0 = 1keV und der Sondenstrom beträgt I_{SF} = 48,4 nA. Das Säulenpotential beträgt Φ_0 = 7kV. Das Sektorfeld ist genau auf eine SE-Energie von 7 keV abgeglichen und die Zoomlinse ist mit V_2 = 6,61 kV erregt. Die Kamera arbeitet mit einer reduzierten Auflösung von 640 x 256 Pixeln[16] bei 2s Belichtungszeit, was der Aufteilung in 640 Kanäle mit je 13,4 µm Breite entspricht. Da es sich jetzt im Gegensatz zu der vorherigen Messung auf dem Kontaktfeld um eine positive Spannungserhöhung der Probenspannung handelt, erhält man ein Auswandern des Spektrums in die entgegengesetzte Richtung. Man sieht, dass es sich über den ganzen Spannungsbereich um eine fast lineare Verschiebung handelt.

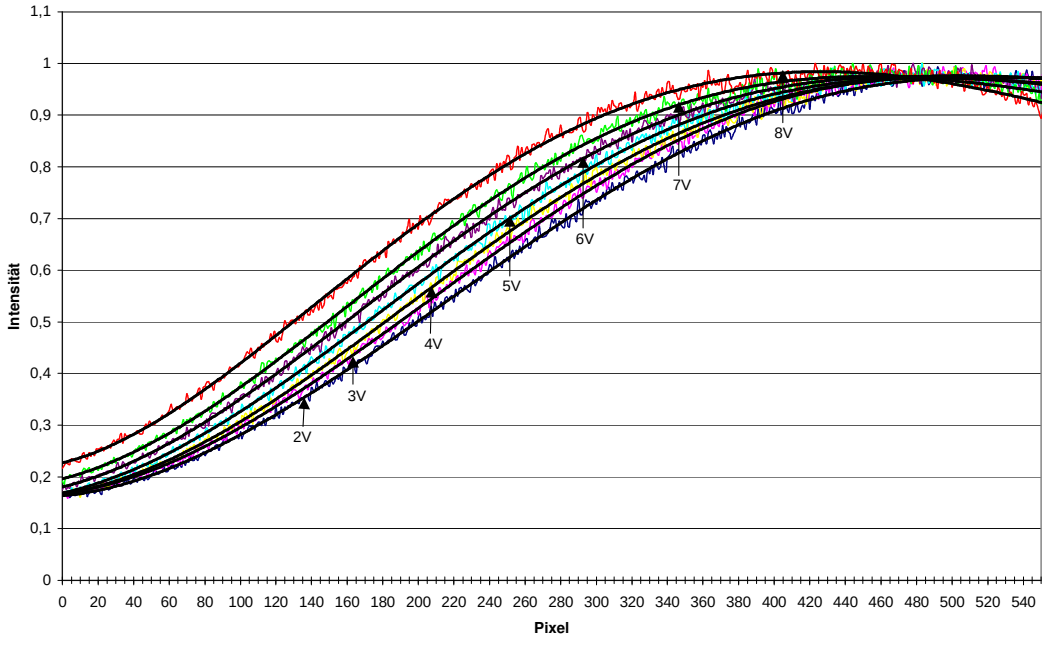


Abbildung 8.10: SE-Spektren vom Probenstrom-Feld bei 2 bis 8V Probenspannung. Man sieht nur den niederenergetischen Teil der gesamten Spektren. Es ist die normierte Intensität über die Pixel der CCD-Kamera aufgetragen.

[16] Die reduzierte Auflösung wird durch horizontales (2x) und vertikales (4x) Binning erreicht.

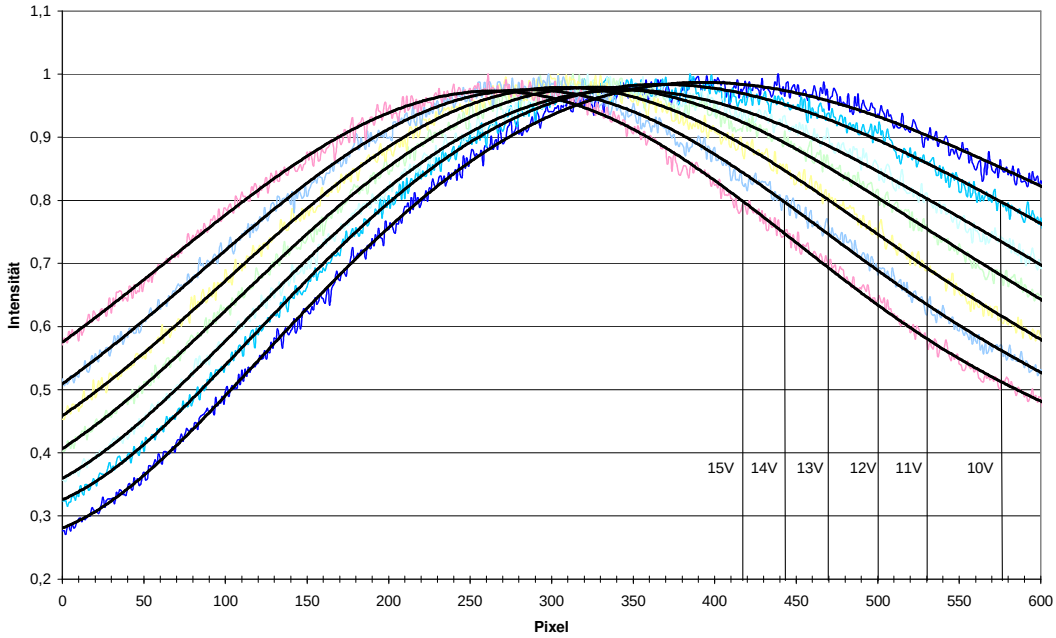


Abbildung 8.11: SE-Spektren vom Probenstrom-Feld bei 10V bis 15V Probenspannung. Man sieht fast die gesamten Spektren. Nur die Ausläufer im Hochenergie- und Niederenergiebereich sind abgeschnitten.

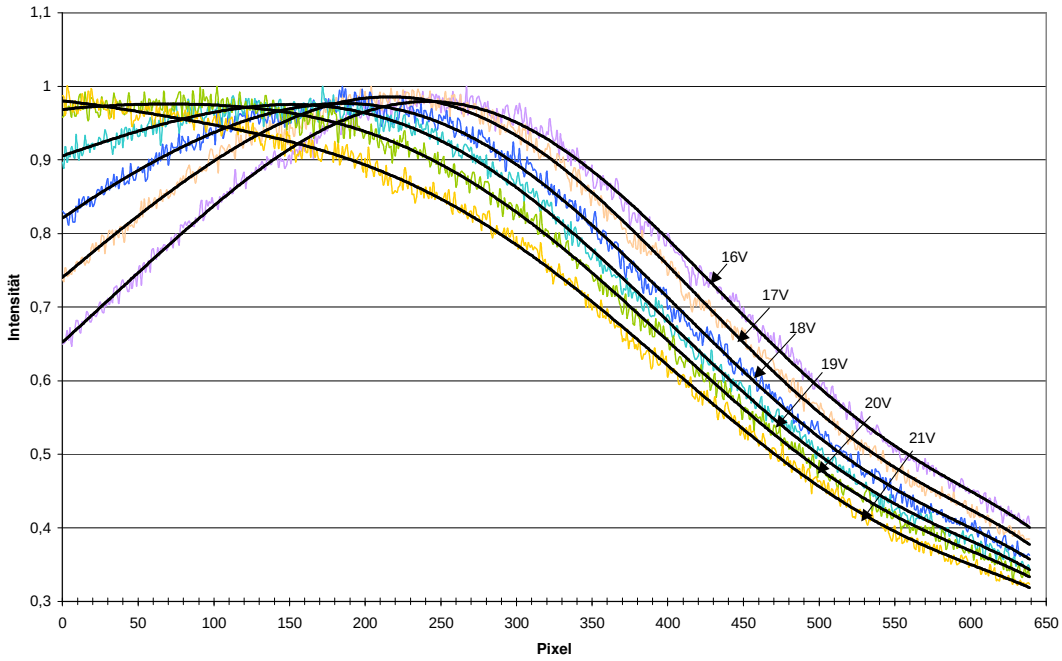


Abbildung 8.12: SE-Spektren vom Probenstrom Feld bei +16V bis +21V Probenspannug.

- **Messung auf 10 μm Leiterbahn**

Bei dieser Messung wurde auf der mittleren Leiterbahn aus der Anordnung in Abbildung 8.7a gemessen. Der Sondenstrom auf der Probe beträgt I_{SF} = 40 nA bei einer Landeenergie von E_0 = 1keV. Das Säulenpotential beträgt 7 kV, so dass auch das Sektorfeld auf 7 keV Sekundärelektronen abgeglichen ist.
In Abbildung 8.13 sind die auf der Leiterbahn gemessenen SE-Spektren in Abhängigkeit vom Leiterbahnpotential aufgetragen. Mit zunehmender negativer Spannung verschieben sich die Spektren nach rechts. Man sieht sehr gut die charakteristische Form eines SE-Spektrums mit einem steilen Anstieg auf der niederenergetischen Seite und einem flachen Auslaufen am hochenergetischen Ende. Die scharfen Peaks in den hochenergetischen Enden sind keine spezifischen Energien, sondern Artefakte auf dem YAG-Kristall. Diese Fehlstellen des YAG-Kristalls können nicht korrigiert werden, da keine homogene Ausleuchtung mit Elektronen möglich ist, was für eine Flatfield Korrektur notwendig wäre.
Die Kamera wird in einem eindimensional gebinnten Modus betrieben, so dass in der disperiven Richtung die vollen 1280 Kanäle ausgewertet werden können. In der senkrechten Richtung dazu sind die Pixel jeweils 8-fach zusammengefaßt, was kurze Belichtungszeiten ermöglicht. Die durchschnittliche Belichtungszeit für alle Spektren beträgt pro Aufnahme t = 0,5 s bis 0,6 s.
Zur Bestimmung der maximalen Spannungsauflösung des Spektrometers wurden zusätzlich Messungen bei Spannungsunterschieden von ΔV = 50eV auf der Leiterbahn durchgeführt. Diese Ergebnisse sind in der Ausschnittsdarstellung in Abbildung 8.14 dargestellt. Man sieht sehr deutlich die räumliche Trennung der beiden Spektren von –1V und –1,05V. Aufgrund dieser Auswertung kann auf jeden Fall eine gemessene Spektrometerauflösung von $\Delta V_g \leq 50$ mV angegeben werden.
Das -1V Spektrum ist um 4 Pixel gegenüber dem -1,05V Spektrum verschoben. Das ergibt eine Dispersion von

$$D = 4Pixel / 0{,}05eV = 4 \cdot 6{,}7\mu m / 0{,}05eV = 536\mu m / eV \quad . \qquad (8\text{-}2)$$

Unter der theoretischen Annahme, dass 2 benachbarte Pixel mit 6,7 μm Breite noch getrennt ausgewertet werden können, erhält man eine theoretisch maximal mögliche Spannungsauflösung von

$$\Delta V_t = 12{,}5\, mV \quad . \qquad (8\text{-}3)$$

Berücksichtigt man zusätzlich die Hochspannungsstabilität von $\Delta V/V = 5*10^{-6}$ bei der Sektorfeldversorgung so kommt man bei der Spannungsauflösung genau in die Größenordnung von ΔV ≈ 50 mV, die in Abbildung 8.14 gemessen wurde.

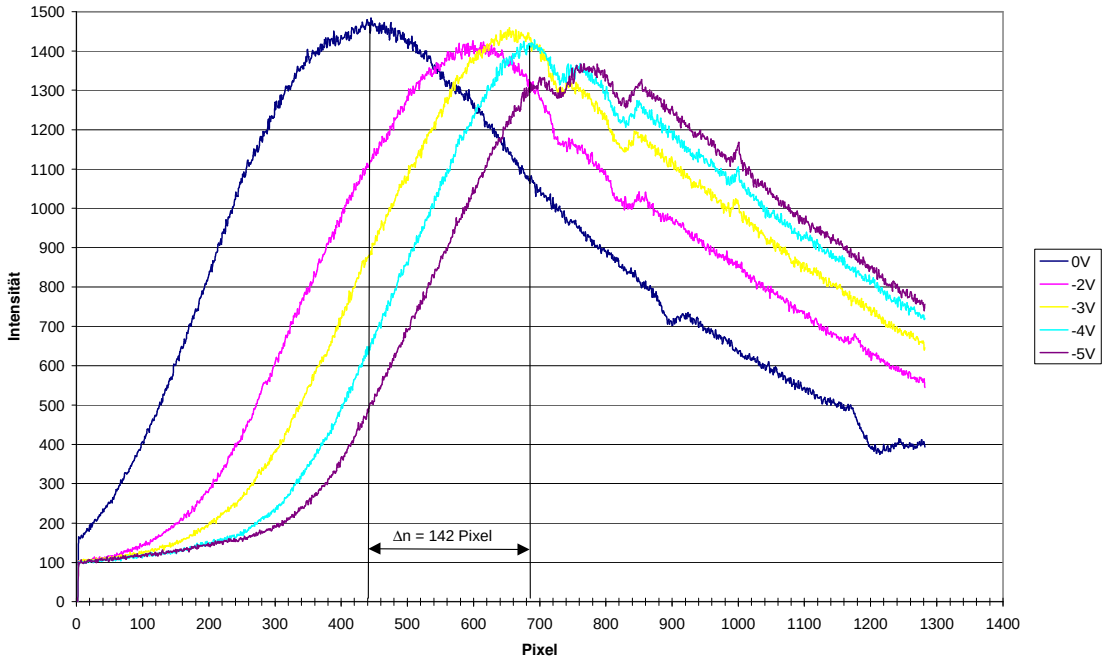


Abbildung 8.13: SE-Spektren gemessen auf einer 10 µm breiten Leiterbahn. Scharparameter ist die Leiterbahnspannung. Mit zunehmender negativer Spannung verschieben sich die Spektren nach rechts. Die Intensitäten sind in relativen Einheiten und nicht normiert aufgetragen. Jedes Pixel ist 6,7 µm breit.

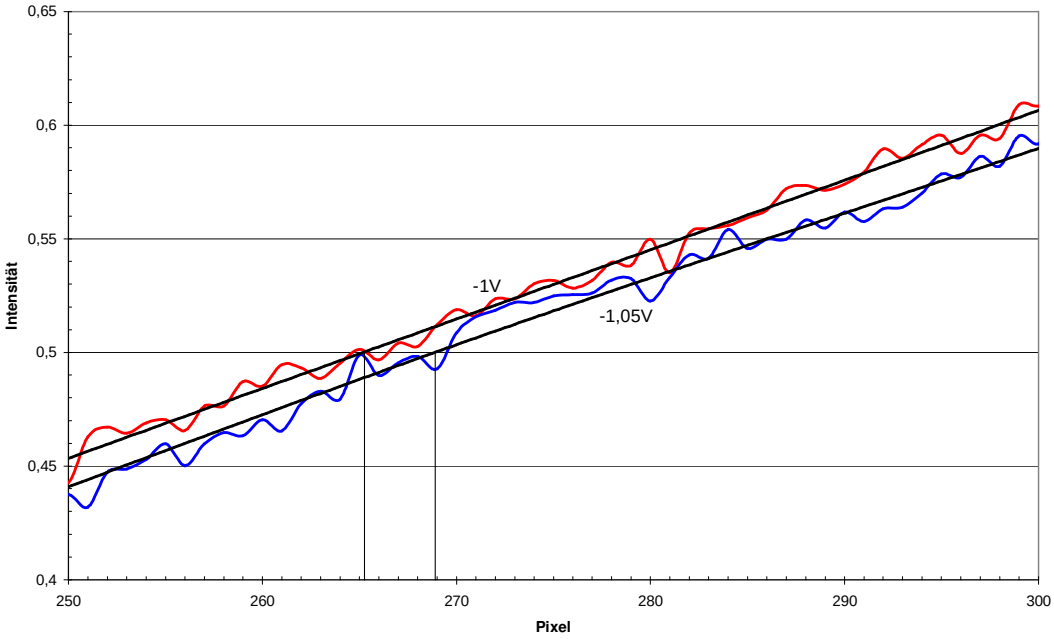


Abbildung 8.14: Ausschnitt-Vergrößerung aus Abbildung 8.13 mit zusätzlichem Spektrum bei U = –1,05V, zur Bestimmung der Spektrometerauflösung von ΔV < 50 meV auf einer 10 µm breiten Leiterbahn gemessen. Die Intensität der Spektren ist auf 1 normiert.

Experimentelle Schwierigkeiten:
Bei der Aufnahme einiger Spektren wurde eine nichtlineare Verschiebung der Spektren in Abhängigkeit der Probenspannung festgestellt. Dies ist wahrscheinlich zum einen auf Aufladungen der Probe zurückzuführen, zum anderen aber auch auf Schwankungen in der Spannungsversorgung des Sektorfeldes. Dieser Effekt konnte meistens durch Aufintegration und anschließende Mittelung über mehrere Spektren kompensiert werden.
Außerdem wurde bei der Verwendung von großen Sondenströmen mit $I_{SF} > 50nA$ (Bei 1 keV Landeenergie) und einer Meßdauer über mehrere Minuten auf der gleichen Probenstelle eine völlige Zerstörung der Probe festgestellt. Eine Leistungsaufnahme von $P = 50\mu W$ reicht aus, um die Probe so stark zu erwärmen, dass die Leiterbahnen schmelzen (siehe
Abbildung 8.15).

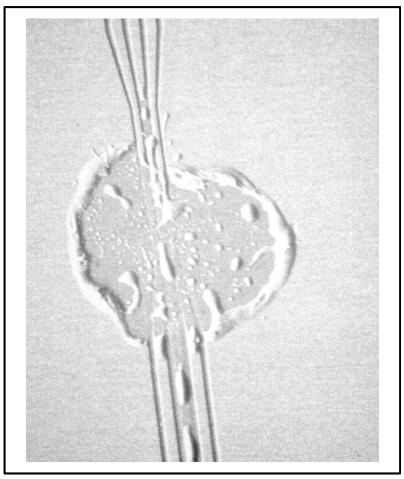


Abbildung 8.15: Probenstelle auf ITG-Testchip, die unter längerem Elektronenbeschuß mit I_{SF} = 80 nA und E_0 = 1keV völlig zerstört wurde. Gemessen wurde auf der mittleren Leiterbahn.

8.2.4 Lokaler Feldeffekt (LFE)

Zur Bestimmung von lokalen Feldeffekten wurde auf der gleichen Leiterbahn wie in Abbildung 8.7a gemessen, wobei jetzt diese Leiterbahn auf Massepotential gehalten wurde und die beiden benachbarten Leiterbahnen mit einer Spannungsvariation belegt wurden. Die benachbarten Flächen auf dem Chip liegen ebenfalls auf Massepotential. In Abbildung 8.15 sieht man, dass die Intensität des Spektrums mit zunehmender Spannung auf den Nachbarleitbahnen abnimmt. Die austretenden SE mit niedriger Startenergie können die lokalen Felder nicht überwinden und tragen so nichts mehr zum Signal bei. Im Gegensatz zu Abbildung 7.1 fliegen hier die langsamen SEs aber nicht wieder auf die Startleiterbahn zurück, sondern sie werden von dem Mikrofeld der zwei benachbarten Leiterbahnen abgesaugt und treffen dort auf.
Allerdings kann man auch einen Spannungsmeßfehler aufgrund der benachbarten Spannungen feststellen. Die hochenergetischen Ausläufer des 0V und 1V Spektrums sind um 64 Pixel verschoben (siehe Abbildung 8.17). Dies entspricht mit der in Gleichung (8-2) berechneten Dispersion von $D = 536\ \mu m/eV$ einem Spannungsmeßfehler von

$$\Delta V_F = 0{,}8V \qquad (8\text{-}4)$$

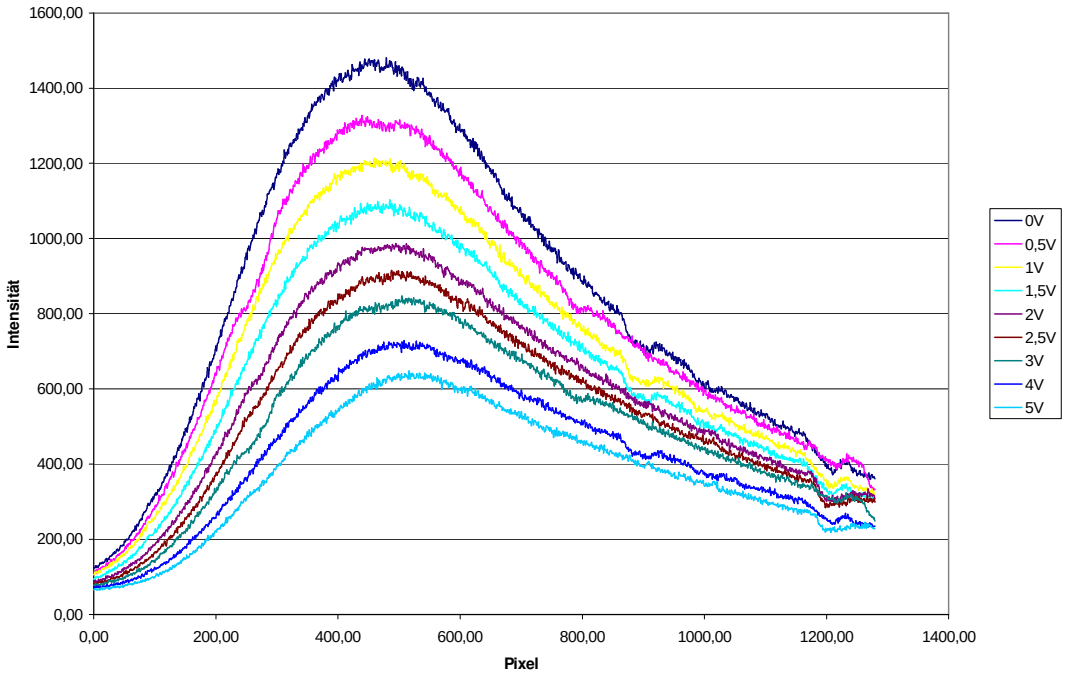


Abbildung 8.16: Bestimmung des Einflusses von lokalen Feldern durch Nachbarleitbahnen (Abstand 1 µm) auf die quantitative Spannungsbestimmung einer 10 µm breiten Leiterbahn.

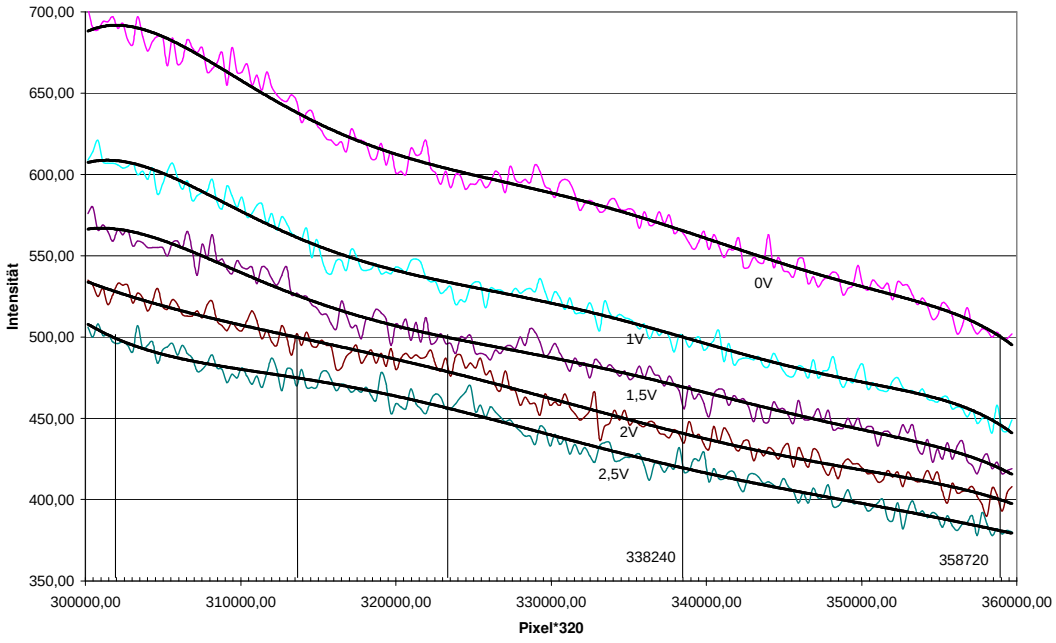


Abbildung 8.17: Bestimmung des Spannungsmeßfehlers, durch lokale Feldeffekte. Gemessen wird die Verschiebung der hochenergetischen Ausläufer des SE-Spektrums. Die Verschiebung zwischen 0V und 1V-Spektrum beträgt Δn = 64 Pixel.

9 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, ein neuartiges Vielkanalspektrometer für Sekundärelektronen (SE) zu bauen, das eine gleichwertige oder sogar bessere Spannungsauflösung besitzt als einfache Gegenfeldspektrometer bei gleichzeitig kurzen Aufnahmezeiten für das gesamte Spektrum. Außerdem sollte das Spektrometer keinen negativen Einfluß auf den Primärelektronen (PE)-Strahlengang haben.
Als Lösung wurde ein außeraxiales Vielkanalspektrometer mit bis zu 1280 Kanälen realisiert, das eine theoretische Spannungsauflösung von $\Delta V_t = 12{,}5\,mV$ und eine gemessene von $\Delta V_g \leq 50\,mV$ hat. Die Aufnahmezeit für ein komplettes Spektrum beträgt weniger als eine Sekunde. Die Spektrometerkonstante wurde mit $5{,}6 * 10^{-8} V\sqrt{As}$ bestimmt.
Zur Auslenkung der SE aus der optischen Achse wurde ein neuartiges Wien-Filter gebaut, welches aus einem elektrostatischen Achtpol und einer Sattelspule mit zwei Wicklungssträngen bei $\Theta_1 = 42°$ und $\Theta_2 = 78°$ besteht. Mit Hilfe dieser Anordnung ist es möglich, ein sehr reines Dipolfeld zu erzeugen, dessen höhere elektrische und magnetische Multipolkomponenten bis zum 6-zähligen Anteil verschwinden. Das Wien Filter wurde simuliert, und durch Variation der geometrischen Randbedingungen wurde ein Filter gefunden, bei dem das elektrische und magnetische Feld sowohl im Haupt- als auch im Randfeld sehr gut aufeinander abgestimmt sind.
Das aktive Wien-Filter, welches die SE auslenkt, befindet sich oberhalb der Single Pole Immersionsobjektivlinse (SPIOL). Weiter oben im Strahlengang ist ein zweites Wien Filter angeordnet, um die Dispersion und den Öffnungsfehler 2. Ordnung des auslenkenden Filters zu kompensieren. Es konnte experimentell gezeigt werden, dass die Wien-Filter keinen negativen Einfluß auf den Primärelektronenstrahlengang haben und dass die Auslenkung der SE durch das untere Wien-Filter in das Spektrometer sehr gut funktioniert.
Zur Festlegung des Konzepts für das außeraxiale Vielkanalspektrometer wurden allgemeine Spektrometerkenngrößen beschrieben und mehrere verschiedene Spektrometervarianten untersucht. Aus den für die Aufgabe speziellen Spektrometeranforderungen (Dispersion von 1,07 mm/eV in der Detektorebene) wurde ein spezielles Design entwickelt. Der dispersive Teil des Spektrometers besteht aus einem kugelförmigen Sektorfeld mit 75° Sektorwinkel und einer Dispersion von 7,87 µm/eV. Das SE-Spektrum wird anschließend über eine elektrostatische Zoomlinse vergrößert auf einen YAG-Kristall abgebildet. Das in Licht umgewandelte Spektrum wird nochmals mittels Mikroskopobjektiv 20-fach vergrößert und auf einen CCD-Chip mit

1024 x 1280 Pixeln (Pixelgröße 6,7 µm) abgebildet. Das Sektorfeld mit der elektrostatischen Zoomlinse wurde analytisch und numerisch untersucht. Die theoretischen Werte für die Potentialbelegungen konnten später im Experiment exakt bestätigt werden. Bei der Konstruktion der elektrostatischen Linse wird speziell auf die Problematik des Isolatordesigns und der Hochspannungsfestigkeit eingegangen, da bei den verwendeten Spannungen oberhalb 8 kV am Anfang erhebliche Schwierigkeiten auftraten. Die Bildwandlerkette mit der dazugehörigen lichtoptischen Vergrößerung wurde vorgestellt und diskutiert.
Der experimentelle Teil gliedert sich auf in einen abbildenden Betrieb des Spektrometers und in quantitative Spannungsmessungen auf Leiterbahnen von integrierten Schaltkreisen. Durch Variation der Sektorfeldspannungen wurden energieselektierte Spannungskontrastaufnahmen von Teststrukturen gemacht. Man kann dabei Leiterbahnen auf unterschiedlichen Spannungen unterscheiden, es ist aber auch möglich, zwischen Sekundärelektronensignal und Rückstreuelektronensignal zu wählen. Es konnten maximale Bildfelder von 1mm x 1mm mit gleichmäßiger Ausleuchtung untersucht werden.
Bei der quantitativen Analyse wurde gezeigt, dass sich Spektren mit bis zu 1280 Kanälen und Aufnahmezeiten mit 500 ms realisieren lassen. Die beste gemessene Spannungsauflösung beträgt $\Delta V_g \leq 50\ mV$ bei einer Landeenergie der PE von 1 keV und einem Sondenstrom von 40 nA. Das Spektrometer verhielt sich im Einsatz sehr stabil und zeichnete sich durch eine hohe Reproduzierbarkeit der Ergebnisse aus. Die erreichte Spannungsauflösung entspricht zwar nicht ganz der angestrebten Auflösung von konventionellen Gegenfeldspektrometern mit ca 10 mV aber die Kombination von 50 mV Spannungsauflösung bei einer Messzeit von nur 500ms für ein komplettes SE-Spektrum machen dieses Spektrometer zu einer interessanten Alternative für herkömmliche Gegenfeldspektrometer. Somit konnte das Konzept des vorgestellten außeraxialen Vielkanalspektrometers erfolgreich getestet werden und offenbart für die Zukunft durchaus interessante Anwendungen.
Speziell die Anwendung des Spektrometers als Rückstreuelektronen (RE) Detektor wird bei einer etwas besseren Energieauflösung interessant. Im Rückstreuelektronenbild erhält man Informationen über die Materialzusammensetzung der Probe, da der Materialkontrast stark von der Ordnungszahl Z der Elemente abhängig ist. Bei konventionellen Rückstreuelektronendetektoren geht ein Großteil des Signals verloren, da die Detektoranordnung meist ein Loch auf der optischen Achse hat, damit die PE ungehindert auf die Probe gelangen können. In einem kleinen Öffnungswinkel um die optische Achse befinden sich allerdings die meisten RE's. Mit der hier vorgestellten Spektrometeranordung lassen sich jetzt genau diese Elektronen detektieren und sind zudem nicht vermischt mit überlagerten SE's.
Vergleicht man außerdem die SE-Spektren von verschiedenen Materialien bei Anregungsenergien von $E_0 \leq 2$ keV so kann man zum Teil materialcharakteristische Unterschiede feststellen [75]. Die SE-Spektroskopie ist zwar nicht für eine genaue Elementbestimmung geeignet, kann aber bei Niederspannungsmikroskopen benützt werden, um Materialgruppen wie Isolatoren oder Leiter zu unterscheiden. In der Zukunft wird es immer mehr Niederspannungs- und Niedrigstspannungsmikroskope mit

Strahlenergien von $E_0 < 500$ eV geben, bei denen es dann keine Option mehr für einen 10 kV Betrieb gibt, der erforderlich ist, um ein EDX-Spektrum aufzunehmen.
In diesem Spannungsbereich könnte dann mit einem verbesserten außeraxialen Vielkanalspektrometer eine grobe und schnelle Klassifizierung der Elementgruppen vorgenommen werden.

10 Anhang

10.1 Sattelspulenherstellung

a.) b.)

Abbildung 10.1: a.) Wickeljoch aus Messing für eine Sattelspule mit 2 Leiterschleifen mit den halben Bogenwinkeln Θ_1 = 42° und Θ_2 =78°. b.) Fertige Sattelspule aus Backlackdraht mit einer sin(α) förmigen Rückführung der Kopfenden.

Für die Herstellung der vier Sattelspulen, für die beiden Wien-Filter, war es notwendig ein Wickeljoch anzufertigen. In Abbildung 10.1a sieht man das aus Messing gefertigte Teil, das aus mehreren Einzelkomponenten besteht, welche durch Schrauben zusammengehalten werden. Der modulare Aufbau ist notwendig, damit nach dem Ausbacken der Spule das Wickeljoch auch wieder von der Spule getrennt werden kann. Es werden von Hand auf jeden Strang 50 Windungen Backlackraht (∅ = 0,2 mm) aufgebracht. Man muß darauf achten, dass beide Stränge den gleichen Wicklungssinn haben damit die B-Felder die gleiche Orientierung haben. Anschließend wird die Spule in einem Ofen langsam auf 220°C erhitzt und 30 Minuten bei dieser Temperatur ausgebacken. Der Schmelzpunkt des verwendeten Backlackdrahtes[17] liegt bei 174°C. Nach langsamer Abkühlung kann dann die Spule vom Wickelkörper entfernt werden und die Spule ist freitragend (Abbildung 10.1b). Zur Vermeidung von Störfeldern an der Zuleitung müssen die beiden Drähte verdrillt werden.

10.2 Vakuumhartlöten

Hartlötungen werden immer dann angewandt, wenn Materialverbindungen hergestellt werden müssen, die z. B. nicht durch Weichlöten oder Schweißen erreicht werden

[17] Hersteller: Fa. Jelonnek, 73443 Oberkochen

können. Dies ist der Fall bei sehr kleinen Werkstücken oder auch bei Verbindungen von stark unterschiedlichen Materialien. Von Hartlöten spricht man, wenn bei Temperaturen oberhalb von 450°C gelötet wird. Zur Verbindung der Werkstücke werden Hartlote benützt, die nach dem Schmelzen der Schwerkraft folgen und in Spalte fließen aber auch Kapillarhohlräume suchen und diese entgegen der Schwerkraft ausfüllen. Die Temperaturzufuhr beim Hartlöten kann durch verschiedene Verfahren erfolgen. Gebräuchlich sind Lötlampen, Lichtbögen, Hochtemperaturöfen, Tauchbäder oder auch Laserstrahlung. Das Verfahren wird zusätzlich im Vakuum durchgeführt, wenn die zu verbindenden Teile nicht oxidieren dürfen.
Im Folgenden wird das Verfahren des Vakuumhartlötens beschrieben, wie es angewandt wurde, um eine Titan-Vitronit Verbindung für den elektrostatischen 8-Pol der Wien-Filter, wie in Kapitel 2 beschrieben, herzustellen. Mit dem gleichen Verfahren wurde auch erfolgreich ein Niob-Target für eine Aufdampfanlage auf eine Kupferunterlage gelötet und ein elektrostatischer 12-Pol aus Titan ebenfalls mit Vitronit verbunden.
Der gesamte Lötprozess setzt sich zusammen aus der Auswahl und Vorbereitung der Materialien, dem eigentlichen Lötprozess und einer Nachbearbeitung der Werkstücke.

10.2.1 Auswahl der Materialien

Bei den zu verbindenden Materialien ist darauf zu achten, dass die mechanischen Ausdehnungskoeffizienten aufeinander abgestimmt sind; ansonsten kann es zu Rißbildungen während des Lötprozesses kommen. Für den hier beschriebenen 8-Pol wurde Titan verwendet, weil es im Vakuum wenig ausgast und elektronenoptisch besser geeignet ist als V2A, da es nicht magnetisch ist. Als Isolator wurde *Vitronit*[18] verarbeitet, wobei hier auch das etwas teurere *Macor*[19] verwendet werden könnte. Als Lot wurde das Silberhartlot *Agl 72* (72% Silber, 28% Kupfer) der Wieland Edelmetalle GmbH in Pforzheim verwendet. Das Lot hat einen Schmelzpunkt von 780°C und wird sowohl in Drahtform als auch in Blechen angeboten. Damit das Lot eine Verbindung mit dem Isolator eingehen kann, ist es notwendig, das Vitronit vor dem Lötprozess zu metallisieren. Dies kann geschehen durch Aufdampfen, Aufpinseln von Titanhydrid gelöst in Aceton oder durch Aufbringen von Platinmalfarbe. Aufdampfen von Gold erwies sich als nicht stabil genug und wurde deshalb nicht weiter verfolgt. Gute Ergebnisse konnten mit dem Aufpinseln von Titanhydrid erzielt werden. Die beste Metallisierung gelang aber mit der Platinmalfarbe „*Glanzplatin, Pinsel-Weissgold GP 500 A/244 S*“ der Cerdec AG[20]. Die Farbe wird mit einem Pinsel dünn auf den Isolator aufgetragen und anschließend bei 820°C getrocknet. Vor dem Zusammenfügen der Einzelkomponenten müssen die Werkstücke von kleinsten Schmirgelpartikeln nach dem Poliervorgang befreit werden. Die Keramik wird durch nasschemisches Anätzen der $Si0_2$ Oberfläche mit Flußsäure gereinigt. Bei den Metallen ist darauf zu achten, dass sich keine Oxidschichten an den Oberflächen befinden.

[18] Warenzeichen der Vitron Werke Jena
[19] Warenzeichen der Fa. Corning Glass, USA
[20] Cerdec AG Keramische Farben, Gutleutstr. 215, D-60039 Frankfurt am Main

10.2.2 Lötprozess

Das fertig zusammengesetzte Lötgut wird in den Vakuumofen eingeschleust und auf einen Druck von 1x10-5 mbar evakuiert. Nach erreichen dieses Enddruckes wird die Temperatur des Ofens, beginnend bei 300°C, um jewels 100°C pro Stunde erhöht. Nach erreichen der Löttemperatur von 830°C (Schmelzpunkt des Lotes liegt bei 780°C) wird die Temperatur für 30 Minuten konstant gehalten, damit das Lot überallhin fließen kann. Anschließend wird die Temperatur schnell unter den eutektischen Punkt des Lotes gebracht (ca. 750°C), um dann wiederum in Schritten von 100°C pro Stunde das Werkstück abzukühlen.

10.2.3 Nachbearbeitung

Nach dem Abkühlen wird der 8-Pol noch einmal innen ausgedreht und poliert, um eine glatte Oberfläche zu garantieren. Die elektrische Verbindung zwischen den einzelnen Segmenten durch das Lot und die Metallisierung des Isolators muß mit Hilfe eines Sägeblattes wieder gelöst werden. Alle 8 Segmente und Kontaktierungsstifte müssen auf festen Sitz überprüft werden. Wird eine ungenügende Lötstelle entdeckt, ist ein zweiter Lötvorgang theoretisch möglich, wird aber nicht empfohlen, da die Keramik starke Materialermüdungen aufweist. Besser ist es, das gesamte Werkstück nocheinmal anzufertigen und neu zu löten.

10.3 Berechnung der Multipolkoeffizienten des elektrostatischen Quadrupols

Da es sich bei der kreisförmigen Elektrodenform des Quadrupols aus Abbildung 5.6 um keinen idealen Quadrupol handelt, treten 6- und 10-zählige Multipolanteile auf. Entwickelt man das Potential φ(Θ), so ergibt sich unter Berücksichtigung der geraden Symmetrie:

$$\mathrm{f}(\Theta) = \varphi(\Theta)/\varphi_m = a_2\cos(2\Theta) + a_6\cos(6\Theta) + a_{10}\cos(10\Theta)\cdots \qquad (10\text{-}1)$$

Die Multipolkoeffizienten a_2, a_6,... ergeben sich durch Fourieranalyse der Funktion f(Θ). Aufgrund der Symmetrie wird zunächst nur eine viertel Periode berücksichtigt, womit für die Multipolkoeffizienten gilt:

$$\tilde{a}_{2k+1} = \frac{8}{T}\int_0^{T/4} f(\Theta)\cos\left\{(2k+1)\tfrac{2\pi\Theta}{T}\right\}d\Theta, \quad k = 0,1,2\ldots \qquad (10\text{-}2)$$

Aus Abbildung 5.6 sieht man, dass für die normierte Funktion f(θ) gilt:

$$f(\Theta) = \begin{cases} 1 & \text{für } \Theta \le \alpha \\ \dfrac{T/4-\Theta}{T/4-\alpha} & \text{für } \alpha \le \Theta \le T/4 \end{cases} \qquad (10\text{-}3)$$

Aus Gleichung (10-2) erhält man durch Integration:

$$\frac{T}{8}\tilde{a}_{2k+1} = -\left(\frac{1}{(2k+1)\,2\pi/T}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{\pi/4-\alpha}\right)\cdot\left[\cos\left\{(2k+1)\frac{2\pi\Theta}{T}\right\}\right]_\alpha^{T/4} \qquad (10\text{-}4)$$

Setzt man jetzt T = π und benützt die allgemeine trigonometrische Umformung

$$\cos\gamma - \cos\beta = -2\sin\left(\frac{\gamma+\beta}{2}\right)\cdot\sin\left(\frac{\gamma-\beta}{2}\right), \qquad (10\text{-}5)$$

so erhält man für die Fourierkoeffizienten der Funktion f(Θ):

$$\tilde{a}_{2k+1} = \frac{4}{\pi(2k+1)}\cdot\sin\{(2k+1)(\pi/4+\alpha)\}\cdot\frac{\sin\{(2k+1)(\pi/4-\alpha)\}}{(2k+1)(\pi/4-\alpha)} \qquad (10\text{-}6)$$

Im einzelnen lauten die Fourierkoeffizienten dann wie folgt:

$$\begin{aligned}
\tilde{a}_1 &= \frac{4}{\pi}\sin\left(\frac{\pi}{4}+\alpha\right)\cdot\frac{\sin(\pi/4-\alpha)}{(\pi/4-\alpha)} \\
\tilde{a}_2 &= \frac{4}{3\pi}\sin\left\{3\left(\frac{\pi}{4}+\alpha\right)\right\}\cdot\frac{\sin\{3(\pi/4-\alpha)\}}{3(\pi/4-\alpha)} \\
\tilde{a}_3 &= \frac{4}{5\pi}\sin\left\{5\left(\frac{\pi}{4}+\alpha\right)\right\}\cdot\frac{\sin\{5(\pi/4-\alpha)\}}{5(\pi/4-\alpha)}
\end{aligned} \qquad (10\text{-}7)$$

Nun muß der angenommene Potentialverlauf und seine Fourierkoeffizienten noch auf den gesamten Quadrupol bzw. eine ganze Kreisbahn, also $T_{Neu} = 2\pi$ erweitert werden. Aus Gleichung (10-4) sieht man dass $(\pi/8)\tilde{a}_{2k+1} = (2\pi/16)a_{2(2k+1)}$ ist. Die Fourierkoeffizienten aus Gleichung (10-7) verändern sich also nicht.

10.4 Berechnung des virtuellen Startpunktes für Sekundärelektronen

Für die Berechnung der Dispersion des Kugelsektors mit Hilfe des Programmes GIOS[21] ist es erforderlich, die Startbedingungen der SE festzulegen. Das Programm rechnet mit Transfermatrizen und kann keine Elektronen in einem Absaugfeld beschleunigen. In der Realität starten die SE bei z=0 mit einer Energie von E_0 unter einem Winkel α_0 zur z-Achse. Anschließend werden die Elektronen von dem Absaugfeld der Objektivlinse auf die Energie E_U beschleunigt und fliegen dabei auf einer Parabelbahn. Betrachtet man die Bewegung der Elektronen in einem homogenen elektrischen Längsfeld entlang der z-Achse, so kann man einen virtuellen Startpunkt für die SE angeben, bei dem sie gleich mit der Energie E_U zu starten scheinen.

Elektronen die bei z = 0 mit dem Winkel α_0 und der Startenergie $E_0 = eu_0 = m/2\, v_0^2$ starten, bewegen sich im elektrischen Längsfeld auf einer Parabel

$$z(x) = \frac{1}{2}\frac{e}{m}|E|\frac{x^2}{v_0^2 \sin^2\alpha_0} + \frac{x}{\tan\alpha} \quad \text{mit } |E| = \frac{V}{\ell}. \tag{10-8}$$

Mit Hilfe des Brechungsgesetztes läßt sich aus
Abbildung *10.2* der Startwinkel aus einem virtuellen Quellpunkt bei z < 0 bestimmen.

$$\frac{\sin\alpha_1}{\sin\alpha_0} = \frac{v_0}{v_1} = \sqrt{\frac{u_0}{u_0+U}} = \sqrt{\frac{u_0/V}{u_0/V+1}}.$$
$$\text{Für } \alpha_0 << 1, \alpha_1 << 1 \text{ und } u_0 << V \text{ gilt:} \tag{10-9}$$
$$\frac{\alpha_1}{\alpha_0} \approx \sqrt{\frac{u_0}{V}}$$

Der Achsenabstand am Ende des Beschleunigungsfeldes (z = ℓ) ergibt sich zu:

$$x(\ell) = x_1 = 2\ell \cdot \tan\alpha_0 \left\{\sqrt{\chi(\chi+1)} - \chi\right\} = 2\ell \cdot \sin\alpha_0 \sqrt{\frac{u_0}{V}}\left\{\sqrt{\chi+1} - \sqrt{\chi}\right\} \tag{10-10}$$
$$\text{mit } \chi = \frac{u_0}{V}\cos^2\alpha_0$$

Die Steigung der Elektronenbahn am Ende des Feldes ist:

$$x'(\ell) = \tan\alpha_1 = \tan\alpha_0 \sqrt{\frac{\chi}{\chi+1}} = \sqrt{\frac{u_0/V}{\chi+1}}\sin\alpha_0 \tag{10-11}$$

[21] GIOS (General Ion Optical Systems) ist ein Simulationsprogramm für teilchenoptische Systeme von H. Wollnik. Justus-Liebig-Universität Gießen, Heinrich-Buff-Ring 16, D-35392 Gießen

Die Lage der virtuellen Quelle bzw. Schnittpunkt der Tangente am Feldende mit der optischen Achse ist,

$$d = \ell - 2\ell\left\{\sqrt{\chi(\chi+1)} - \chi\right\} \leq \ell \qquad (10\text{-}12)$$

Wobei das Gleichheitszeichen für $\chi = 0$ gilt, d. h. $\alpha_0 = 90°$.

Wegen $u_0/V \ll 1$ für SE im starken Absaugfeld, gilt immer $\chi = {}^{u_0}\!/_{V} \cdot \cos^2 \alpha_0 \ll 1$ und

$$d \approx \ell - 2\ell\sqrt{\chi} = \ell - 2\ell\sqrt{\frac{u_0}{V}}\cos\alpha_0 . \qquad (10\text{-}13)$$

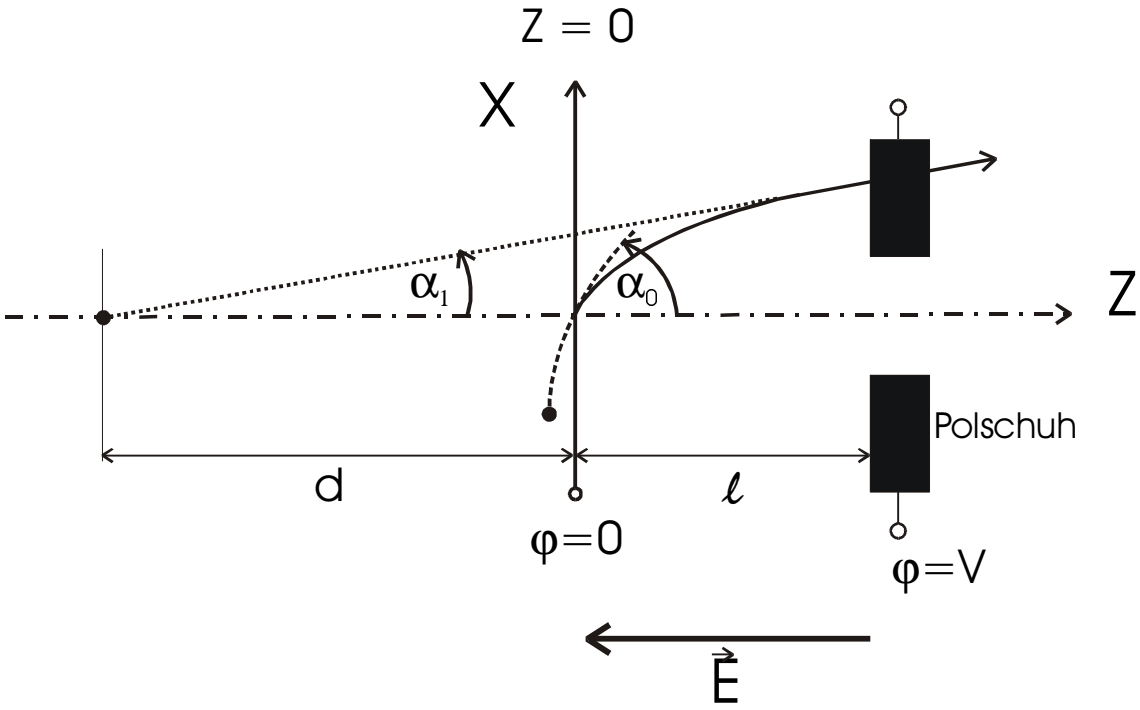


Abbildung 10.2: Berechnung des virtuellen Startpunktes von Elektronen in einem elektrostatischen Längsfeld. Für Elektronen, die im Abstand x = ℓ vom unteren Polschuh aus mit der Energie E_0 und dem Winkel α_0 starten und anschließend in einem elektrostatischen Längsfeld auf die Energie E_U beschleunigt werden, kann ein virtueller Startpunkt im Abstand x = ℓ + d angegeben werden, bei dem die Elektronen gleich mit der Energie E_V und dem Winkel α_1 zu starten scheinen.

Wegen der Invarianz gegen Querverschiebungen im homogenen Längsfeld gilt für die optische Abbildung der reellen Quelle in die virtuelle Quelle eine Lateralvergrößerung von M_L=1. Für V = 9kV, u_0 = 5V, α_0 = 45° und ℓ = 8 mm ergibt das d ≈ 8mm.

Literaturverzeichnis

[1] C.W. Oatley, T.E. Everhart: *The examination of p-n junctions with the scanning electron microscope.*
J. Electron. 2 (1957), S. 568-570

[2] O. C. Wells, C. G. Bremer: *Voltage measurement in the SEM.*
J. Phys. E: Sci. Instrum. 1 (1968), S 902

[3] A. Khursheed: *Multi-Channel VS. Conventional Retarding Field Spectrometers For Voltage Contrast*
Microelectronic Engineering 16 (1992), S. 43-50

[4] S. Beck: *Niederenergie-Hochstrom-Elektronensonde mit Feldemissionskathode, Wien-Filtern und Immersionsobjektivlinse*
Dissertation, Universität Tübingen (1994)

[5] S. Beck, A. Benez, K. H. Herrmann – Universität Tübingen
H.-P. Feuerbaum, J. Frosien, S. Lanio, G. Schönecker – ICT GmbH, Heimstetten
Patentanmeldungen: Deutschland: Patentamt München am 27.6.92, Titel: *„Rasterelektronenstrahlgerät“*
USA: Patent and Trademark Office Washington D. C. am 5.7.93, Titel: *„Scanning electron beam device“*

[6] E. Harting, F. H. Read: *Electrostatic Lenses*
Elsevier 1976, ISBN 0-444-41319-7

[7] W. Wien
Verh. dt. Phys. Ges. 16, (1898), S. 165-172

[8] R. L. Seliger: *$E \times B$ Mass - Separator Design*
J. Appl. Phys., Vol 43, No 5, (1972), S. 2352-2357

[9] K. Tsuno, M. Terauchi and M. Tanaka: *Electron trajectory calculation of a stigmatic-focus Wien filter for electron energy loss spectroscopy 1*
Optik 78, No. 2 (1988), S. 71 - 77

[10] K. Tsuno, M. Terauchi and M. Tanaka: *Electron trajectory calculation of a stigmatic-focus Wien filter for electron energy loss spectroscopy 2*
Optik 80, No. 4 (1988), S. 149 - 154

[11] K. Tsuno, M. Terauchi and M. Tanaka: *Electron trajectory calculation of a stigmatic-focus Wien filter for electron energy loss spectroscopy 3*
Optik 83, No. 3 (1988), S. 77 - 84

[12] K. Tsuno: *Design of energy filters for electron microscopes*
Proceedings of SPIE, Vol. 3777 (1999), S. 242 - 251

[13] Tian-Tong Tang: *Aberration Analysis of a Crossed-field Analyzer*
Optik 74, No. 2 (1986), S. 51 - 56

[14] K. Tsuno, J. Rouse: *Simulation of Electron Trajectories of Wien Filter for High-Resolution EELS Installed in TEM*
J. Electron Microscopy 45 (1996), S 417-427

[15] E. Plies: *Berechnung zusammengesetzter elektronenoptischer Fokussier- und Ablenksysteme mit überlagerten Feldern, Teil 1. Feldentwicklung und Bahngleichung*
Siemens Forsch.- und Entwickl.- Ber. Bd. 11 (1982) Nr.1, S. 37 - 45

[16] E. Plies: *Electron Optics of Low-Voltage Electron Beam Testing and Inspection. Part 1: Simulation Tools*
Advances in Optical And Electron Microscopy Vol. 13 (1994), S. 123 - 242

[17] H. Rose: *Über die Berechnung der Bildfehler elektronenoptischer Systeme mit gerader Achse*
Optik 27 (1968), S. 466-474

[18] H. Ohiwa: *Fourier analysis of octopole-deflector field*
Optik 70 No.2 (1985), S. 72-75

[19] E. Munro, H. C. Chu: *Numerical analysis of electron beam lithography systems. Part 1: Computation of fields in magnetic deflectors*
Optik 60 (1982a), S. 371

[20] F. E. Mills and G. H. Morgan: *A flux theorem for the design of magnet coil ends*
Particle Accelerators Vol. 5 (1973), S. 227-235

[21] E. Menzel and E. Kubalek: *Secondary Electron Detection Systems for Quantitative Voltage Measurements*
Scanning Vol. 5 (1983), S. 151-171

[22] L. Dubbeldam: *Advances in voltage contrast detectors in scanning electron microscopes*
Advances In Optical And Electron Microscopy Vol. 12 (1991), S. 139-242

[23] A. Khursheed: *Scanning Electron Microscope Design for Quantitative Multicontrast*
Scanning Vol. 18 (1996), S. 81-91

[24] J. Kirschner: *Treshold spectroscopies and prospects for their application in the scanning electron microscope*
Scanning Electron Microscopy, Bd. 4, SEM Inc., AMF O'Hare, Chicago, (1983), S. 1665-1674

[25] T. S. Green and G. A. Proca:
Rev. Sci. Instrum. 41 (1970), S. 1409 - 1414

[26] K. Jost: *Novel design of a `spherical´ electron spectrometer*
Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 12 (1979), S. 1006 – ff

[27] B. Schindler: *Untersuchungen zur Energiegefilterten Abbildung und Spektroskopie in einem Feldemissions-Rasterelektronenmikroskop*
Dissertation 1999, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

[28] E. I. Rau and V. N. E. Robinson: *An Annular Toroidal Backscattered Electron Energy Analyser for Use in Scanning Electron Microscopy*
Scanning Vol. 18 (1996), S. 556-561

[29] D. Berger, M. Filippov, H. Niedrig, E. I. Rau, F. Schlichting: *Experimental determination of energy resolution and transmission characteristics of an electrostatic toroidal spectrometer adapted to a standard scanning electron microscope*
Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena 105 (1999), S. 119-127

[30] Luc Dubbeldam and Pieter Kruit: *A Voltage Contrast Detector With Two Energy Channels*
Microelectronic Engineering 12 (1990), S. 205-212

[31] Luc Dubbeldam and Pieter Kruit: *An Electron Beam Tester with Dispersive Secondary Electron Energy Analyser*
Scanning Microscopy, Vol. 1, No. 4 (1987), S. 1641-1646

[32] E. Plies: *Secondary electron energy analyzers for electron-beam testing*
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A298 (1990), S. 142-155

[33] D. Roy and D. Tremblay: *Design of electron spectrometers*
Rep. Prog. Phys. 53 (1990), S. 1621 - 1674

[34] A. Gopinath: *Estimate of minimum measurable voltage in the SEM*
J. Phys. E: Sci. Instr. 10 (1977), S. 911-913

[35] H. P. Feuerbaum: *VLSI testing using the electron probe*
Scanning Electron Microscopy (1979) 2TRI. Chicago, S. 285-296

[36] S. Görlich, P. Keßler and E. Plies: *Planar and spherical retarding-field spectrometers for electron beam testing: Evaluation and comparison*
Micoelectronic Engineering 31 (1996), S. 109-114

[37] M. Engelhardt: *Design and Characteristics of a Magneting Collimating Lens Spectrometer for Electron Beam Probing*
Micoelectronic Engineering 7 (1987), S. 147-154

[38] E. Plies:
Micoelectronic Engineering 12 (1990) 189-204

[39] M. Engelhardt: *Design and Characteristics of a Lens Spectrometer with Electrostatic Extraction for Electron Beam Probing*
Micoelectronic Engineering 16 (1992), S. 29-34

[40] P. Kruit and F. H. Read: *Magnetic field paralleliser for 2π electron-spectrometer and electron-image magnifier*
Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 16 (1983), S.

[41] J. Frosien and E. Plies: *High performance electron optical column for testing IC's with submicrometer design rules*
Micoelectronic Engineering 7 (1987), S. 163-172

[42] Luc Dubbeldam and Pieter Kruit: *Signal-to-noise Ratio Improvement in Electron Beam Testing by Using a Dispersive Analyser*
Scanning Microscopy, Vol. 1, No. 4 (1987), S. 1647-1650

[43] A. R. Dinnis: *Voltage Measurements Using The Time Of Flight Electron Spectrometer*
Microelectronic Engineering 24 (1994) S. 133-138

[44] A. Khursheed and A. R. Dinnis: *Multi channel vs. conventional retarding field spectrometers for voltage contrast.*
Micoelectronic Engineering 16 (1992), S. 43-50

[45] R. Herzog: *Ablenkung von Kathoden und Kanalstrahlen am Rande eines Kondensators, dessen Streufeld durch eine Blende begrenzt ist*
Z. Phys. 97 (1935), S. 596-602

[46] A. Khursheed and A. R. Dinnis: *A theoretical comparison of the data-acquisition time characteristics of the time of flight voltage contrast detector with retarding field detectors*
J. Vac. Science and Technology B 8 (6) (Nov/Dec 1990), S. 1841-1847

[47] H. Wollnik: *Optics of charged particles*
Academic Press, London (1987)

[48] J.-Ch. Kuhr, H.-J. Fitting: *Monte Carlo simulation of electron emission from solids*
Journal of Electron Specroscopy and Related Phenomena 105 (1999), S. 257-273

[49] J. Pillon, D. Roptin, M. Cailler
Surface Science 59 (1976), S. 741-748

[50] M. Matijevic: *Simulation und Aufbau eines Mehrkanaldetektors für Sekundärelektronen*
Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen, (1999)

[51] P. Grivet: *Electron Optics*
Pergamon Press Ltd, 2nd Edition (1972), Part 1 Optics, Chapter 10A.2

[52] H. Rose: *Electrostatic energy filter as monochromator of a highly coherent electron source*
Optik 86 No. 3 (1990), S. 95 – 98

[53] H.Bruck
Optique Corpusculaire (1958), C.D.U., Paris

[54] M. R. Barber, K. F. Sanders
J. Elect. Cont. 7 (1959), S. 465

[55] L. D. Landau, E. M. Lifschitz: *Lehrbuch der theoretischen Physik 7; Elastizitätstheorie*
Akademie-Verlag Berlin (1983), S. 54 ff

[56] M. Gribi, M. Thürkauf, W. Villiger und L. Wegmann: *Ein 70kV-Elektronenmikroskop mit kalter Kathode und elektrostatischer Linse*
Optik 16 (1959), S. 65ff

[57] H. Craig Miller: *Flashover of Insulators in Vacuum*
IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 28 No. 4, August (1993)

[58] W. Argyo, H.-D. Brust, F. Fox, J. Otto, E. Plies, E. Wolfgang: *Analyse elektrischer Funktionen im Inneren von integrierten Schaltungen mit der Elektronensonde*
Siemens Forschungs und Entwicklungsbericht Band 14 (1985) Nr. 4

[59] S. P. Shea, L. D. Partain and P. J. Warter: *Resolution limits of the EBIC technique in the determination of diffusion lengths in semiconductors*
Scanning Electron Microscopy Vol. 1 (1978), S. 435-441

[60] E. Yakimov, *Electron Beam Induced Current investigations of electrical inhomogenities with high spatial resolution*
Scanning Microscopy, Vol 6, No. 1 (1992), S. 81 - 96

[61] M. S. Chung, T. E. Everhart: *Simple Calculation of energy distribution of low-energy secondary electrons emitted from metals under electron bombardment*
Appl. Phys. 45, (1974), S. 707 –710

[62] P. W. Hawkes, E. Kasper: *Principles of Electron Optics, Vol. 1: Basic Geometrical Optics*
Academic Press, London (1989)

[63] E. Menzel and E. Kubalek: *Fundamentals of Electron Beam Testing of Integrated Circuits*
Scanning Vol. 5 (1983), S. 103-122

[64] A. Khursheed, Sek Poh Goh: *Experimental investigation into the use of micro-extraction fields for electron beam testing*
Micoelectronic Engineering 34 (1997), S. 171-185

[65] M. Schöttler, C. Traub and E. Kubalek: *Crosstalk effect in electron beam testing: Simulations and Measurements*
Microelectronic Engineering 24 (1994), S. 233-240

[66] H. P. Feuerbaum: *Electron Beam Testing: Methods and Applications*
Scanning Vol. 5 (1983), S. 14-24

[67] G. Schönecker, H. Rose, und R. Spehr:
Ultramicroscopy 20 (1986), S. 203

[68] V. V. Aristov, D. V. Kononchuk, E. I Rau, E. B. Yakimov: *SEM investigation of semiconductors by the capacitance techniques*
Microelectronic Engineering **12** (1990), S. 179

[69] M. Kienle, J. Neumann, J. Otto, E. Plies: *Design and Testing of a Rau-Detector for Examination of Semiconductor Devices in a Scanning Laser Microscope*
Proc. SPIE. Vol. 2778 (1996), S. 213

[70] E. I. Rau, A. N. Zhukov, E. B. Yakimov:
Sol. St. Phenomena. 63-64 (1998), S. 327

[71] M. Kienle: *Aufbau und Erprobung eines Rau-Detektors zur Untersuchung von Halbleiterproben im REM im RLM*
Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Tübingen 1995

[72] B. Degel, M. Kienle, E. Plies, E. I. Rau, S. Zhu: *New possibilities of SEBIV mode in SEM*
Conference Proceedings of EUREM-12 (2000), Brno, Vol. 3, I475

[73] T. Fuyuki, H. J. Matsunami
J. Appl. Phys. **52** (1981), S. 3428

[74] H. Richter, *Test Chip for the Characterization of Electron Beam Measurement Systems*
Conference Proceedings, 3rd European Conference on Electron and Optical Beam Testing of Integrated Circuits, Como - Italy (1991)

[75] D. C. Joy, D. Braski: *Secondary Electron Spectroscopy*
Inst. Phys. Conf. Ser. No 165: Symposium 7, (2000) IOP Publishing Ltd

Abkürzungen und Symbole

Liste der verwendeten Abkürzungen

ADU	Analog Digital Unit
AES	Augerelektronenspektroskopie
AW	Ampere Windungen
BEM	Boundary Element Method
CCD	Charge Coupled Device
CDA	Konzentrischer Ablenkanalysator (Concentrical Deflection Analyser)
CMA	Zylinder Spiegel Analysator (Cylindrical Mirror Analyser)
DQE	Detective Quantum Efficiency
EBIC	Electron Beam Induced Current
EBIC	Electron Beam Induced Voltage
ETD	Everhart Thornley Detektor
FDM	Finite Differenzen Methode
FEM	Finite Elemente Methode
FWHM	Full Width at Half Minimum
HFA	Sphärischer Gegenfeldanalysator (Hemispherical Field Analyser)
HV	Hochvakuum
IAP	Institut für Angewandte Physik
IC	Integrierter Schaltkreis (Integrated Circuit)
ITG	Informationstechnische Gesellschaft
LFE 1+2	Lokaler Feldeffekt 1+2
MTF	Modulation Transfer Function
PE	Primärelektronen
RE	Rückstreuelektronen
REM	Rasterelektronenmikroskop
RFA	Gegenfeldanalysator (Retarding Field Analyser)
SDA	Sphärischer Ablenkanalysator (Spherical Deflection Analyser)
SCOFF	Sharp Cut-Off Fringing Field
SE	Sekundärelektronen
SEBIV	Surface Electron Beam Induced Voltage
SMA	Spärischer Spiegelanalysator (Spherical Mirror Analyser)
S/N	Signal zu Rausch Verhältnis
SPCL	Single Pole Condenser Lens
SPIOL	Single Pole Immersion Objective Lens
TEM	Transmissionselektronenmikroskop

TDA	Toroidaler Ablenkanalysator (Toroidal Deflection Analyser)
TMA	Toroidaler Spiegelanalysator (Toroidal Mirror Analyser)
TOF	Flugzeitspektrometer (Time Of Flight)
UHV	Ultra Hoch Vakuum
WF	Wien-Filter
YAG	Yttrium Aluminium Granat
YAP	Yttrium Aluminium Phosphit

Liste der häufig verwendeten Symbole

A	Länge der Mittelelektrode bei Einzellinsen
a	Plattenabstand im einfachen Wien-Filter
b	Bildweite
α	Aperturwinkel
$\vec{B}$	Magnetisches Feld
C	Spektrometerkonstante nach Gopinath
C_s	Öffnungsbildfehler
D	Dispersion
d_{VQ}	virtueller Elektronenquellendurchmesser
δV	Spannungsmeßfehler
e	Elementarladung
ε	Winkel zwischen den 8-Pol Segmenten
$\vec{E}$	Elektrisches Feld
E_e	Elektronenenergie
f_h	Gegenstandsseitige Brennweite des Sektorfeldes im horizontalen Schnitt, gemessen von der überschlagenen Hauptebene
f'_h	Bildseitige Brennweite des Sektorfeldes im horizontalem Schnitt, gemessen von der überschlagenen Hauptebene
f_v	Gegenstandsseitige Brennweite des Sektorfeldes im vertikalen Schnitt, gemessen von der überschlagenen Hauptebene
f'_v	Bildseitige Brennweite des Sektorfeldes im vertikalen Schnitt, gemessen von der überschlagenen Hauptebene
f_1	Gegenstandsseitige Brennweite der Rohrlinse
f_2	Bildseitige Brennweite der Rohrlinse
g	Gegenstandsweite
g_h	Gegenstandsseitige Brennweite des Sektorfeldes im horizontalen Schnitt, gemessen vom geometrischen Sektorfeldrand
g'_h	Bildseitige Brennweite des Sektorfeldes im horizontalen Schnitt, gemessen vom geometrischen Sektorfeldrand
g_v	Gegenstandsseitige Brennweite des Sektorfeldes im vertikalen Schnitt, gemessen vom geometrischen Sektorfeldrand
g'_v	Bildseitige Brennweite des Sektorfeldes im vertikalen Schnitt, gemessen vom geometrischen Sektorfeldrand
G	Elektrodenabstand der elektrostatischen Linse

$\vec{H}$	Magnetisches Feld
K	Richtstrahlwert
k	Kalibrierungsfaktor
ℓ	Länge
L	Luminosity
M	Laterale Vergrößerung
$N(\alpha)$	Anzahl der SE die unter dem Winkel α emittiert werden
N_0	Anzahl der Elektronen die senkrecht zur Probenoberfläche austreten
Ω	Raumwinkel
$\vec{P}$	Impuls
$\Phi_\nu(z)$	Multipolkoeffizienten
Φ_K	Kathodenpotential
Φ_P	Probenpotential
Φ_0	Potential des Strahlführungsrohres
Φ_S	Suppressorpotential
Ψ	skalares magnetisches Potential
R	Energieauflösung
S	Bohrungsdurchmesser der elektrostatischen Linse
t	(Flug-) Zeit
T	Transmission des Spektrometers
Θ	Azimut Winkel
V_W	Wien-Filter-Spannung
V_{PE}	Beschleunigungsspannung für PE
V	Spannung
v	Geschwindigkeit

Danksagung

Bei Prof. Dr. E. Plies möchte ich mich ganz herzlich für die Überlassung des Themas und die hilfreichen Ratschläge und Diskussionen bedanken.
Dank auch an alle Angestellten des IAP, und an die Kollegen und Mitarbeiter der Institutswerkstätten, die mich immer tatkräftig bei der Realisierung der experimentellen Aufgaben unterstützt haben.
Des weiteren bedanke ich mich bei allen Angehörigen der Arbeitsgruppe Plies für die gute Zusammenarbeit und Kollegialität während der gesamten Arbeitszeit. Insbesondere Herrn Jan Bärtle danke ich für die hilfreichen Diskussionen in der Endphase der Arbeit.
Ein besonderer Dank gilt natürlich meinen Eltern, die mir mein Physikstudium und somit auch später diese Arbeit ermöglicht haben. Vielen Dank auch an meine Frau Karin, die insbesondere in der Endphase der Arbeit immer sehr verständnisvoll mit mir war.

Meine akademischen Lehrer waren:
Prof. Dr. Baumann, Prof. Dr. Clement, Prof. Dr. Dietrich, Prof. Dr. Fäßler, Priv. Doz. Dr. Fischer, Prof. Dr. Gaukler, Prof. Dr. Gönnenwein, Prof. Dr. Hartmann, Priv. Doz. Dr. Hasselbach, Prof. Dr. Hübener, Prof. Dr. Jönsson, Prof. Dr. Kasper, Prof. Dr. Kern, Prof. Dr. Lichte, Prof. Dr. Lutz, Prof. Dr. Müther, Prof. Dr. Nakel, Prof. Dr. Nüsslin, Prof. Dr. Plies, Prof. Dr. Reinhardt, Prof. Dr. Schief, Prof. Dr. Schwenk, Prof. Dr. Staudt, Prof. Dr. Strähle, Prof. Dr. Stumpf, Prof. Dr. Wagner, Prof. Dr. Wittern

Lebenslauf

Anschrift:	Martin Kienle Boltersrotstr. 28 73479 Ellwangen	
Geburtsdaten	17.01.1968 in Böblingen	
Eltern	Kurt Kienle, Konstrukteur Luise Kienle, geb. Posch, Chemielaborantin	
Wehrdienst	1987 - 1988	Grundwehrdienst in Landsberg a. Lech
Ausbildung	1974 – 1978	Grundschule Gärtringen
	1978 - 1987	Schickhardt Gymnasium Herrenberg
	1989 - 1995	Physikstudium an der Eberhard Karls-Universität Tübingen
	1994 – 1995	Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik an der Eberhard Karls Universität Tübingen. Titel der Diplomarbeit: *„Aufbau und Erprobung eines Rau-Detektors zur Untersuchung von Halb leiterproben im Rasterelektronen- und Rasterlasermikroskop“*
Promotion	1995 - 2002	Promotion am Institut für Angewandte Physik an der Eberhard Karls Universität Tübingen bei Prof. Dr. E. Plies Thema der Arbeit: *„Aufbau und Erprobung eines außeraxialen Vielkanal-spektrometers für Sekundärelektronen“*
Berufliche Tätigkeit	Seit März 2001	Projektleiter im Bereich Feldemissions-Raster-Elektronenmikroskope bei der LEO Elektronenmikroskopie GmbH in Oberkochen