

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

**Ein Niederenergie-Elektronenmikroskop
zur Oberflächenabbildung**

Low-Energy-Electron-Microscope
for Surface Imaging

Berthold Senftinger

IPP 9/88

Februar 1992

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Februar 1992

Zusammenfassung

Ein Emissions-Elektronen-Mikroskop wird beschrieben, das die Oberfläche einer Probe mit reflektierten und emittierten Elektronen niedriger Energie abbilden kann.

Die Primärsäule ist so aufgebaut, daß die energetische Dispersion des zur Strahlentrennung eingesetzten magnetischen Sektorfeldes kompensiert wird. Weiterhin kann die Primärstrahlenergie gegenüber der Sekundärstrahlenergie erhöht werden, um eine Auger-Analyse zu ermöglichen.

Die Sekundärsäule beinhaltet ein Kugelkondensator-Sektorfeld als Energiefilter, was eine Kombination von Spektroskopie und vergrößernder Abbildung gestattet.

Die Emissionslinse ist eine elektrostatische Tetrodenlinse. Die Elektroden sind so geformt, daß ein Schwarzschild-Spiegelobjektiv für lichtmikroskopische Betrachtung in situ und UV-Beleuchtung der Probenoberfläche integriert werden konnte.

Um die durch die notwendigen Sektorfelder verursachten Bildfehler zu minimieren, wurde ein verknüpfter Strahlengang gewählt, bei dem die Zwischenbilder in den Ablenkzentren der Sektorfelder entstehen.

Der Beweis der Funktionsfähigkeit des Gerätes wird an einigen Beispielen aus der Photoemissions-Elektronenmikroskopie (PEEM) und der Niederenergie-Elektronen-reflexionsmikroskopie (LEERM) geführt.

* Diese Arbeit ist identisch mit einer Dissertation gleichen Titels, die im November 1991 bei der Universität Bayreuth eingereicht wurde.

February 1992

Abstract

An electron emission microscope is described, capable of imaging the surface of a sample with reflected and emitted low-energy electrons.

The primary beam column is set up to compensate the energy dispersion of the beam-separating magnetic sector field. In addition one can select a higher primary beam energy compared to the secondary beam energy to allow Auger analysis.

The secondary beam column comprises a spherical condensor sector field as energy filter which makes a combination of spectroscopy and magnified imaging possible.

The emission lens is an electrostatic tetrode lens. The electrodes are shaped such as to accommodate an optical Schwarzschild-type mirror objective for visual in-situ observation and UV irradiation of the sample surface.

In order to minimize image aberrations caused by the necessary sector fields, linked imaging is provided so that the intermediate surface images are formed in the deflection centers of the sector fields.

Proof of functioning is furnished by some examples from photoelectron emission microscopy (PEEM) and low energy electron reflection microscopy (LEERM).

* This report is identical to a thesis of the same title which was submitted to the Universität Bayreuth in November 1991.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Mikroskopie und Oberflächenphysik	3
2.1	Rasternde Mikroskopiearten	5
2.2	Direkt abbildende Mikroskopiearten	8
3	Grundlagen der Niederenergie-Elektronenmikroskopie	19
3.1	Homogenes Beschleunigungsfeld und Auflösungsvermögen	20
3.2	Emissionslinse mit Aperturblende	22
3.3	Aperturblende und Transmission	24
3.4	Aperturblende und Energiefilterung	26
3.5	Aperturblende und Beugungsfehler	27
3.6	Ein vollständiges Emissionslinsensystem	28
4	Der experimentelle Aufbau	35
4.1	Überblick	35
4.2	Die Primärabbildungssäule	40
4.3	Die Sekundärabbildungssäule	49
4.4	Die Emissionsmikroskopiesäule	57
4.5	Die Emissionslinse	59
4.6	Die Elektronenquelle	65
4.7	Die Bildverstärkeranordnung	74
4.8	Die Lichtoptik	81

4.9 Die Schwingungsisolierung	85
4.10 Die magnetische Abschirmung	85
5 Experimentelle Anwendungen	87
6 Zusammenfassung und Ausblick	97
Anhang	99
A Auflösungsvermögen bei LEEM	99
A.1 Homogenes Beschleunigungsfeld und Auflösungsvermögen	99
A.2 Emissionslinse mit Aperturblende	103
B Glossar	109
Literaturverzeichnis	111

1 Einleitung

Der Begriff Mikroskopie existiert bereits seit Mitte des 17. Jahrhunderts. Er drückt das Bestreben des Experimentators aus, die dem „unbewaffneten“ Auge des Menschen verborgene Mikrostruktur der ihn umgebenden Materie untersuchen zu können. Ohne die Entwicklung der Mikroskopie wären viele Erfolge in Medizin und Bereichen der Hochtechnologie unmöglich gewesen.

Schon im Rahmen der Lichtmikroskopie wurde deutlich, daß nicht allein die vergrößerte Darstellung, sondern auch der für die visuelle Erfäßbarkeit erforderliche Kontrastmechanismus von entscheidender Bedeutung ist. Dies führte zur Diversifikation durch den Einsatz unterschiedlicher Beleuchtungsmethoden und Lichtquellen. Ein typisches Beispiel dafür ist die Verwendung von polarisiertem Licht. Sehr schnell wurden aber auch die durch den Beugungseffekt physikalisch vorgegebenen Grenzen in Bezug auf das Auflösungsvermögen der Lichtmikroskopie erkannt, die vergleichbar sind mit der Wellenlänge des verwendeten Lichtes. Der Begriff Auflösungsvermögen definiert dabei allgemein den Abstand, den zwei Mikrostrukturen mindestens aufweisen müssen, um als getrennte Objekte beobachtbar zu sein.

Speziell die Anforderungen der Materialwissenschaften gaben den Anstoß dazu, eine weitere Art der Mikroskopie zu entwickeln, die deutlich höheres Auflösungsvermögen als die Lichtmikroskopie bieten kann. Als Sonde werden dabei nicht mehr Photonen, sondern geladene Teilchen verwendet, vor allem Elektronen. Auch auf diesem Gebiet erfolgte eine Diversifikation unter Ausnutzung der verschiedensten Techniken, was in Kapitel 3 ausführlicher betrachtet wird. Zudem wurde das Auflösungsvermögen durch immer höhere Elektronenenergie und damit kleinerer de-Broglie-Wellenlänge ständig verbessert. Parallel dazu wurden die unterschiedlichsten kontrastgebenden Mechanismen erforscht und nutzbar gemacht.

Ziel dieser Arbeit war es nun, eine Apparatur aufzubauen, die es ermöglicht, speziell die Struktur von Festkörperoberflächen und das dynamische Verhalten von

darauf ablaufenden Reaktionen auf mikroskopischer Skala untersuchen zu können. Die Forderung nach hoher lateraler Auflösung bedingt, daß dabei nur ein teilchenoptisches Verfahren zur Abbildung in Frage kommt. Als Methode der Wahl ergibt sich aus der Betrachtung der Anforderungen an das Gerät die Niederenergie-Elektronenmikroskopie (LEEM, Low Energy Electron Microscopy). Eine Diskussion der zur Verfügung stehenden Methoden hochauflösender Mikroskopie im Zusammenhang mit Oberflächenabbildung erfolgt im Kapitel 2 dieser Arbeit. Die Anforderungen an das Mikroskop, die sich aus den physikalischen Grundlagen der Oberflächenanalytik ergeben, lassen deutlich werden, daß man diese mit kommerziell verfügbaren Geräten nicht erfüllen kann. Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem Grundprinzip der Emissionsmikroskopie und der Theorie des Auflösungsvermögens. Folgerungen aus Kapitel 3 gehen in die Konzeption und den experimentellen Aufbau eines neuartigen Niederenergie-Elektronenmikroskops ein. Diesem Punkt ist Kapitel 4 gewidmet. Die experimentelle Anwendung verschiedener Kontrasterzeugungsmethoden wird in Kapitel 5 anhand einiger Beispiele diskutiert. Danach folgt in Kapitel 6 eine Zusammenfassung der im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse.

2 Mikroskopie und Oberflächenphysik

Die enormen Fortschritte in den letzten 30 Jahren im Bereich der Oberflächenphysik haben ein gesteigertes Bedürfnis nach lateral immer höher auflösenden Analysemethoden für mikroskopische Oberflächenstrukturen entstehen lassen. Die Untersuchungsobjekte sind vor allem Einkristalloberflächen und darauf aufgebraute Adsorbatstrukturen, sowie Schichtsysteme unterschiedlichster Materialien.

Von besonderer Bedeutung ist nicht nur die statische Charakterisierung der Oberflächenmikrostruktur, sondern vor allem auch die Beobachtung und Analyse des dynamischen Verhaltens an der Oberfläche ablaufender Reaktionen. Im Mittelpunkt des experimentellen Interesses stehen die Untersuchung von Phasenübergängen an reinen und adsorbatbedeckten Oberflächen, der Ablauf katalytischer Reaktionen und das Segregationsverhalten.

Die Anforderungen an die verwendete Untersuchungsmethode sind durch die physikalischen Grundlagen der Oberflächenanalytik bestimmt. Eine erfolgreiche Untersuchung und Charakterisierung von reinen und adsorbatbedeckten Oberflächen setzt voraus, daß das verwendete Mikroskop voll unter Ultrahochvakuum-Bedingungen (UHV, Ultra High Vacuum) einsatzfähig ist. Der Basisdruck der für die Mikroskopie verwendeten Apparatur sollte kleiner sein als 10^{-8} Pa, damit die Kontamination der präparierten Oberfläche durch Komponenten des Restgases so langsam erfolgt, daß ausreichend Meßzeit für die gewünschten Untersuchungen zur Verfügung steht.

Weitere entscheidende Forderungen sind hohe Oberflächensensitivität in Verbindung mit Zerstörungsfreiheit der Untersuchungsmethode. Letzteres bedingt einen möglichst kleinen Energieübertrag in das zu untersuchende System, um die energetische Bilanz ablaufender katalytischer Reaktionen möglichst nicht zu verändern. Ein direktes Kriterium für die Oberflächenempfindlichkeit eines Verfahrens, das auf der

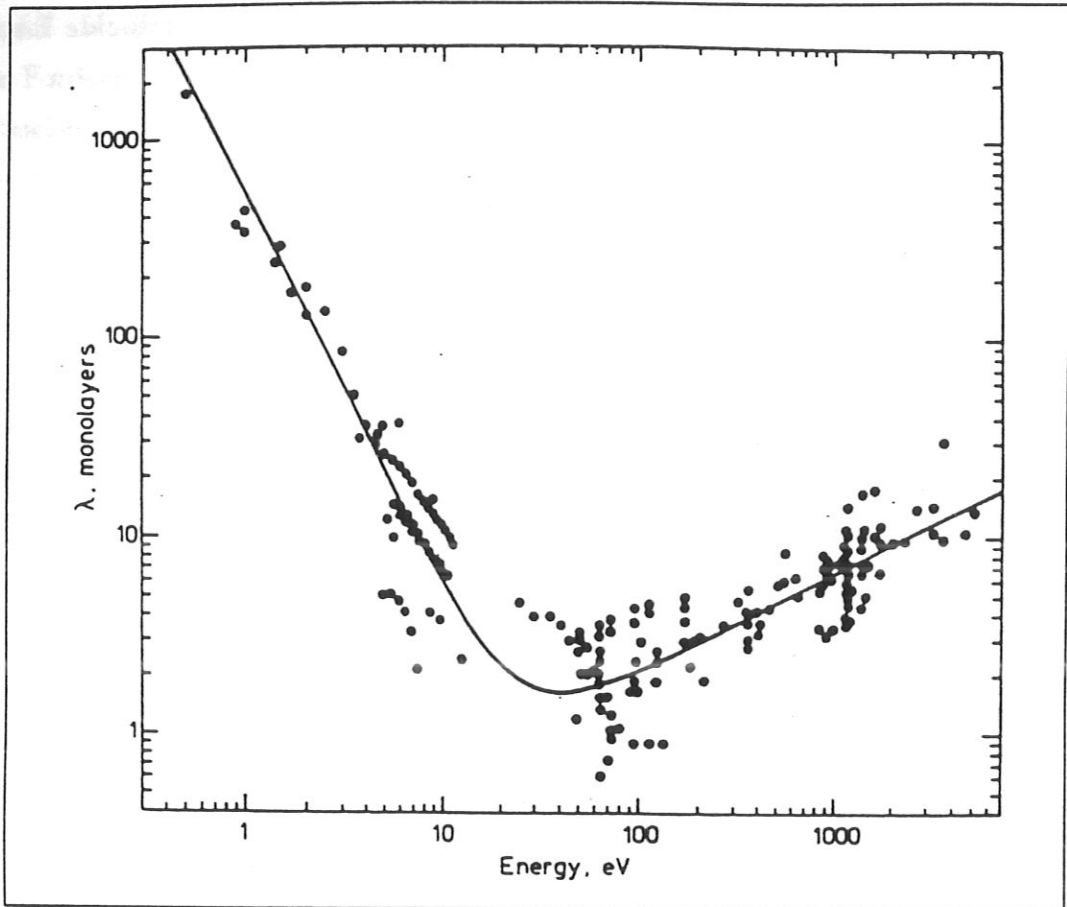


Abb. 2.1: Mittlere freie Weglänge der Elektronen im Festkörper in Abhängigkeit von der Energie. Aus Ertl (1985).

Informationsübertragung durch Elektronen beruht, ist die sogenannte Austrittstiefe bzw. Eintrittstiefe der Elektronen aus bzw. in den Festkörper. Sie ist verknüpft mit der mittleren freien Weglänge der Elektronen im Festkörper. Die Abhängigkeit dieser Eigenschaft von der Elektronenenergie ist in Abbildung 2.1 dargestellt, die experimentelle Daten zeigt [Seah (1979)]. Das Minimum der freien Weglänge von nur wenigen Å liegt dabei im Bereich von $20 \dots 100 \text{ eV}$. Zu beachten ist dabei jedoch, daß eine Materialabhängigkeit besteht und der Verlauf der Kurve im niederenergetischen Bereich, speziell bei den Übergangsmetallen, wesentlich flacher ist [Donath (1991), Pappas (1991)].

Eine hohe laterale Auflösung ist erforderlich, um den Einfluß der Mikrostruktur der Oberfläche auf die zu untersuchende Reaktion feststellen zu können. Dabei ist es wichtig, die Topografie der Oberfläche, einschließlich der Struktur möglicher

Adsorbatinseln bestimmen zu können. Anzustreben ist daher eine Auflösung im Bereich von 10 nm.

Die für jede Form der Abbildung notwendige Kontrasterzeugung soll auf möglichst vielfältige Weise möglich sein. Neben der Topografie bietet sich dabei das Ausnutzen der lateralen Variation physikalischer Größen wie des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten, der Austrittsarbeit und des Koeffizienten der elastischen Reflexion an. Auf diese Weise kann der Informationsgewinn über die Struktur und chemische Zusammensetzung der Oberfläche durch Korrelation der Einzelinformationen beträchtlich erhöht werden.

Von Interesse für die Oberflächenphysik war schon immer das Verständnis des Ablaufs katalytischer Reaktionen und deren dynamisches Verhalten. Gerade diese Forderung aber schränkt den Einsatz der klassischen, meist rasternden Untersuchungsmethoden infolge der mangelnden Zeitauflösung drastisch ein und unterstreicht die Vorzüge der direkt abbildenden Verfahren.

Untersucht man nun anhand der definierten Anforderungen die verfügbaren Methoden auf ihre Tauglichkeit, so unterscheidet man für den Fall der vergrößernden Abbildung mittels teilchenoptischer Mikroskopie zwei Gruppen. Zum einen gibt es die rasternden Verfahren, bei denen das laterale Auflösungsvermögen begrenzt wird durch die Größe des Primärstrahlfokuspunktes. Diese rasternden Verfahren haben für dynamische Studien aber aufgrund ihrer mangelnden Zeitauflösung nur beschränkten Wert. Die zweite Gruppe wird gebildet von den direkt abbildenden Verfahren und ist naturgemäß in diesem Punkt überlegen. Bei diesen wird die Auflösung durch die Qualität der abbildenden teilchenoptischen Elemente und den Beugungsfehler begrenzt.

2.1 Rasternde Mikroskopiearten

Zur Gruppe der rasternden Verfahren gehören dabei die häufig eingesetzten Vertreter Rasterelektronenmikroskopie (SEM, Scanning Electron Microscopy), Rasteraugermikroskopie (SAM, Scanning Auger Microscopy) und Rasterionenmikroskopie (SIM, Scanning Ion Microscopy). Diesen Verfahren ist gemeinsam, daß ein Primärstrahl von Elektronen oder Ionen über die Oberfläche gerastert wird. Die

Intensität der emittierten Sekundärelektronen bzw. Augerelektronen gibt den Kontrast für die Abbildung. Bei handelsüblichen Geräten für SEM und SAM wird eine laterale Auflösung von unter 10 nm für 30 keV -Elektronen erreicht.

Im Fall von SIM liegt die Grenze bei ca. 20 nm , wobei die Oberflächenempfindlichkeit durch die geringe Eintrittstiefe der Ionen erreicht wird. Diese ist wesentlich kleiner als die von Elektronen vergleichbarer Energie. Da mit dem Ionenbeschuß ein Zerstäubungseffekt verbunden ist, liefert SIM, bedingt durch die Zerstörung empfindlicher Oberflächenstrukturen häufig keine brauchbaren Ergebnisse im Sinne der Oberflächenphysik.

Der kontrastbestimmende Mechanismus ist im Falle von SEM die laterale Variation des Sekundärelektronen-Emissionskoeffizienten oder aber eine Variation des Koeffizienten der elastischen Reflexion. Letztere spielt jedoch im hochenergetischen Bereich nur bei streifendem Einfall des Primärstrahls eine Rolle. Bei SAM ist der entscheidende kontrastbestimmende Mechanismus die Emission von Augerelektronen. Durch den Einsatz eines Energiefilters für die erzeugten Augerelektronen kann eine Kombination aus Spektroskopie und Mikroskopie erfolgen, da auf diese Weise nur ein ausgewähltes Energieintervall zum Kontrast beiträgt. Die Primärstrahlenergie wird bei den rasternden Verfahren meist relativ hoch gewählt, da sich dann aufgrund der besseren Fokussierbarkeit des Primärstrahls ein höheres Auflösungsvermögen ergibt. Um Oberflächensensitivität im Fall der Anregung durch Elektronen zu erreichen, ist es notwendig die Energie insgesamt zu reduzieren oder durch Beleuchtung der zu untersuchenden Oberfläche unter möglichst kleinen Einfallswinkeln die relevante Senkrechtkomponente des Impulses zu minimieren, da diese direkt mit der Eintrittstiefe verknüpft ist. Nachteilig ist dabei jedoch immer der relativ hohe Energieübertrag an das zu untersuchende System.

Zu den rasternden Verfahren zählen außerdem die Rastertunnelmikroskopie (STM, Scanning Tunneling Microscopy), die Kraftmikroskopie (AFM, Atomic Force Microscopy) und die Mikroskopie mit Elektronen ballistischer Energie (BEEM, Ballistic Energy Electron Microscopy).

Diesen Verfahren ist gemeinsam, daß mit einer Spitze oder einer sehr empfindlich reagierenden Blattfeder die Oberfläche abgerastert wird. Die Information über die Struktur kann dabei auf vielfältige Art gewonnen werden. Im Falle eines mit kon-

stantem Tunnelstrom betriebenen STMs gibt beispielsweise die notwendige Verschiebung der Spitze in z-Richtung, d.h. senkrecht zur Probe, die Information über die Struktur wieder. Die Information kann dabei direkt über die notwendigen Piezospansungen verfügbar gemacht werden. Weitere Informationsquellen stellen die Untersuchung der Abhängigkeit des Tunnelstromes I von der Spannung V oder vom Probenabstand s dar. In günstigen Fällen ist dabei atomare Auflösung möglich, wie bereits von Binnig et al. [Binnig (1982)] nachgewiesen wurde.

Eine Variante der Rastertunnelmikroskopie stellt die Kraftmikroskopie (AFM) dar, bei der nicht das direkte Tunneln in die Probe genutzt wird. Bei diesem Verfahren wird die Oberfläche mit einer mikroskopisch kleinen und dünnen Blattfeder abgetastet. Die auf die Feder wirkende Kraft ist abhängig von der Struktur der Oberfläche und dem Abstand der Feder von dieser. Über der Feder ist eine Tunnelspitze angebracht, deren Tunnelstrom durch den Abstand der Feder zur Spitze bestimmt wird. Auf diese Weise kann die durch den Einfluß der Probe bedingte Verformung der Feder in ein Ausgangssignal umgewandelt werden, das analog zum STM die Information über die Struktur der Oberfläche dem Beobachter zur Verfügung stellt. Das Verfahren hat den entscheidenden Vorteil, daß es auch bei Isolatoren angewendet werden kann.

Ein weiteres rasterndes Verfahren ist die Mikroskopie mit Elektronen ballistischer Energie (BEEM), die speziell für die Untersuchung von Halbleiterstrukturen entwickelt wurde. Bei dieser Methode werden Elektronen aus der STM-Tunnelspitze ballistisch, d.h. ohne Stöße oder Energieverlust, in die Probe injiziert und dringen bis in Tiefen von ca. $10 \cdots 100 \text{ \AA}$ vor. Der über eine zusätzliche Elektrode gemessene Transmissionsstrom und der Reflexionsstrom liefern dabei Information über oberflächennahe Strukturen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die rasternden Geräte durchaus in der Lage sind, die definierten Anforderungen an die Mikroskopie der Oberfläche teilweise zu erfüllen. Gleichzeitig weisen jedoch alle diese Methoden Eigenschaften auf, die ihre Einsatzmöglichkeit einschränken oder sogar verbieten. Im Falle der Tunnelmikroskopie ist dies die mangelnde zeitliche Auflösung durch mechanisch bewegte Komponenten für die Rasterung. Bei SEM und SAM ist es vor allem die hohe Primärstrahlenergie, die sich schädlich auswirkt.

2.2 Direkt abbildende Mikroskopiearten

Als Alternative zu den rasternden Verfahren bieten sich die direkt abbildenden Arten der Mikroskopie an. Die Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM, Transmission Electron Microscopy), eine der bekanntesten hochauflösenden Mikroskopiearten an dünnen Probenstrukturen (Probendicke $< 20 \text{ nm}$), ist aufgrund der hohen Primärstrahlenergie nicht geeignet. Zudem verbietet die Struktur der Proben den Einsatz von TEM. Diese sind im Fall der Messung an Einkristallen meist relativ dick (ca. 1 mm) und zudem in der Regel auf Heiz- und/oder Kühlvorrichtungen montiert.

Eine weitere Methode ist die Feldelektronenmikroskopie (FEM, Field Electron Microscopy), die jedoch nur bei mikroskopischen Oberflächen mit sehr kleinen Krümmungsradien ($\sim 100 \text{ nm}$) angewendet werden kann. Dieser kleine Radius ist notwendig, um die für eine Erzeugung der abbildenden Elektronen notwendige hohe Feldstärke zu erreichen. Zudem ermöglicht er eine hohe laterale Auflösung von ca. 1 nm . Die Interpretation dynamischer Vorgänge wird allerdings durch den Einfluß der hohen Feldstärke erschwert, und die quantitative Auswertung erweist sich als problematisch aufgrund der Feldstärkevariationen über inhomogene Oberflächenstrukturen. Die notwendigen Feldstärken liegen in der Größenordnung von 10^9 Vm^{-1} .

Die älteste nicht rasternde Methode der Oberflächenabbildung überhaupt ist die Emissionsmikroskopie, die im übrigen sowohl mit Ionen als auch mit Elektronen erfolgen kann. Im Falle der Ionenabbildung ist jedoch das größte Hindernis die niedrige Intensität. Die Emissionsmikroskopie unterscheidet sich von den eher bekannten Mikroskopiearten wie Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) und Rasterelektronenmikroskopie (SEM) durch die Tatsache, daß vor der Probenoberfläche ein elektrisches Feld vorhanden sein muß, dessen Eigenschaften die Qualität der Abbildung entscheidend beeinflussen. Im Gegensatz zur Feldelektronenmikroskopie ist hier das Feld jedoch nicht primär für die Erzeugung der abbildenden Elektronen verantwortlich. Die Probe wird auf diese Weise selbst Teil eines elektronenoptischen Systems, der sogenannten Emissionslinse. Diese erste Linse wird im Falle der Abbildung mit Elektronen aufgrund der hierbei vorliegenden Potentialverhältnisse auch Kathodenlinse genannt. In der Literatur wird dabei oft auch nur von der

Objektivlinse oder Immersionslinse gesprochen.

Bei der Methode der Emissionsmikroskopie werden die erzeugten, von einem Punkt ausgehenden geladenen Teilchen durch ein Linsensystem beschleunigt und idealerweise wieder in einen Punkt abgebildet. Das Emissionslinsensystem besteht aus einem möglichst homogenen Beschleunigungsfeld und einer nachgeschalteten magnetischen oder elektrostatischen Linse. Das Verfahren ist bereits so alt wie die Elektronenmikroskopie selbst, wurde aber relativ lange durch die wesentlich einfacher zu handhabende Rasterelektronenmikroskopie verdrängt. Der Grund dafür ist, daß SEM eine höhere laterale Auflösung erzielen konnte, wesentlich bescheidenere Ansprüche an die Oberflächenrauhigkeit und Emissionseigenschaften der Probe stellte und zusätzlich die Möglichkeit der Elementanalyse über hochenergetische Anregung und energiewahlbaren Nachweis bot.

Das erreichbare Auflösungsvermögen in der Emissionsmikroskopie, begrenzt durch die sphärischen und chromatischen Bildfehler der abbildenden Elemente, war bereits häufig Gegenstand wissenschaftlicher Untersuchungen, allerdings mit stark unterschiedlichen Ergebnissen. Dies führte lange Zeit zu einer Unterschätzung des Potentials dieser Untersuchungsmethode. Einige neuere Arbeiten [z.B. *Bauer (1985)*, *Griffith (1987)*, *Liebl (1988)*] haben dieses Thema wieder aufgegriffen und Anlaß zu einer völligen Neubewertung gegeben. Da das Verständnis der das Auflösungsvermögen beeinflussenden Faktoren wesentlich für die Entwicklung und den effektiven Einsatz eines neuen Gerätetyps ist, wird auf diesen Punkt ausführlich im Kapitel 3 und im Anhang dieser Arbeit eingegangen. Die erreichbaren Auflösungen sind inzwischen vergleichbar mit denen der SEM oder sogar besser.

Zusätzlich zu einer hohen lateralen Auflösung erhält man bedingt durch die niedrige Energie der emittierten Elektronen Oberflächensensitivität und eine große Informationsbreite über eine Vielzahl von möglichen Kontrastmechanismen. Der Sammelbegriff Emissionselektronenmikroskopie (**EEM**, **Emission Electron Microscopy**) steht dabei für eine Anzahl von Abbildungsverfahren, die sich durch den kontrasterzeugenden Prozeß unterscheiden.

Wird die Elektronenemission durch Photonen induziert, so spricht man dabei von der Photoemissions-Elektronenmikroskopie (**PEEM**, **Photo Emission Electron Microscopy**). Das Gebiet der Photoemissions-Elektronenmikroskopie läßt sich ent-

sprechend der für die Anregung verwendeten Photonenquelle in mehrere Bereiche unterteilen. Liegt die Anregung im UV-Bereich mit einer Grenzenergie, die nur knapp über der Austrittsarbeit der Strukturen auf der Oberfläche liegt, so spricht man von „Threshold-Photoemission-Electron-Microscopy (Threshold-PEEM)“. Man verwendet intensive UV-Lichtquellen aus dem Bereich der Kurzbogenhochdrucklampen, beispielsweise Quecksilber-, Xenon- und Quecksilber-Xenon-Kurzbogenlampen. Für Materialien mit relativ hohen Austrittsarbeiten, wie zum Beispiel Platin, bietet sich der Einsatz von Deuterium-Lampen an, die aus der Spektroskopie bekannt sind. Es handelt sich um spezielle Entladungslampen, bei denen die Entladung in einem Deuteriumgas unter einem Druck von einigen hundert Pascal erfolgt. Das Emissionsspektrum dieser Deuterium-Lampen ist unterhalb von 400 nm linienfrei und die UV-Ausbeute im Bereich unterhalb von 200 nm deutlich größer als bei Bogenlampen vergleichbarer Leistung.

Für das Verständnis der „Threshold-PEEM“ ist es wichtig, die Emissionscharakteristik der verwendeten UV-Quellen zu betrachten. Typische Emissionsspektren zweier Kurzbogenlampen und der oben erwähnten Deuteriumlampe sind in den Abbildungen 2.2 und 2.3 dargestellt. Die Abbildungen sind den Produktbeschreibungen der Firmen ORIEL¹ und HERAEUS² entnommen.

Die Grenzwellenlänge der Emission wird im wesentlichen durch die Transmissionscharakteristik des für die Lampenkonstruktion verwendeten Fenstermaterials bestimmt. In der Regel ist dies Suprasil, also künstlich hergestellter Quarz oder Magnesiumfluorid MgF₂.

Die Vorteile der „Threshold-PEEM“ liegen darin, daß die Energieverteilung der emittierten Photoelektronen sehr schmalbandig ist. Die Begrenzung erfolgt auf der einen Seite durch die Grenzenergie der Photonen und auf der anderen Seite durch die Austrittsarbeit Φ der zu untersuchenden Oberflächenstruktur. Diese Schmalbandigkeit minimiert die chromatischen Fehler, die im Verlauf der einzelnen Vergrößerungsschritte durch die elektronenoptischen Komponenten eingebracht werden. Zudem genügen Variationen der Austrittsarbeit von 0.1 eV, um eine kontrastreiche Abbildung zu erzeugen, da für die Photoelektronenausbeute $j(\omega)$ in der Nähe der Aus-

¹ORIEL Corporation, 250 Long Beach Blvd., Stratford, CT 06497, USA

²Heraeus Instruments GmbH, Heraeusstraße 12-14, D-6450 Hanau 1

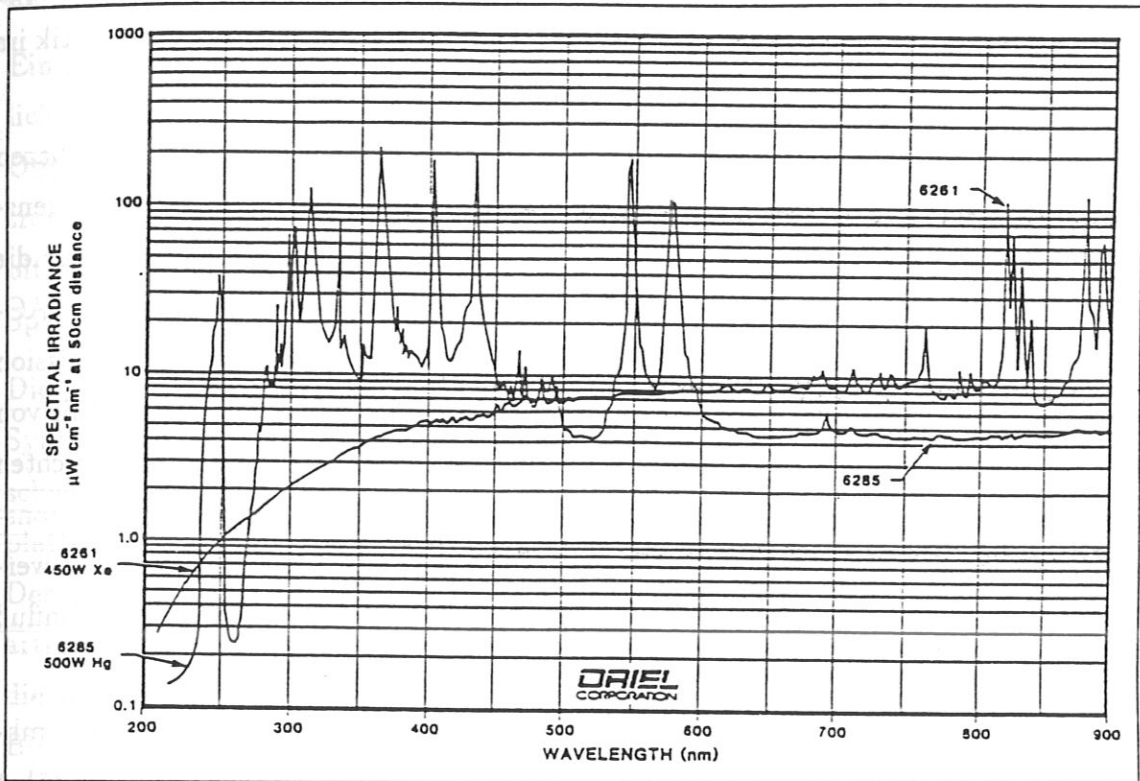


Abb. 2.2: Spektrale Bestrahlungsdichte für Quecksilber- und Xenon-Kurzbogenlampen. Die Abbildung ist der Produktbeschreibung der Firma Oriol entnommen.

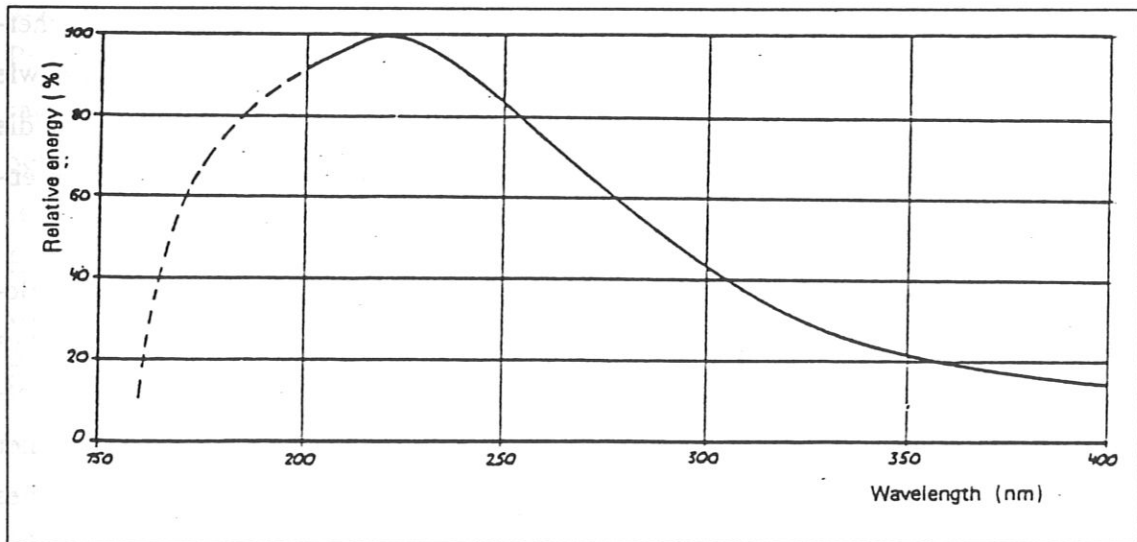


Abb. 2.3: Relative spektrale Energieverteilung in Abhängigkeit von der Wellenlänge für eine Deuteriumlampe mit Suprasilfenster. Die Abbildung ist der Produktbeschreibung der Deuteriumlampe D 200 der Firma Heraeus entnommen.

trittsarbeit Φ die Relation $j(\omega) \sim (\hbar\omega - \Phi)^2$ näherungsweise gilt. Dieser Effekt wird unter günstigen Umständen durch den steilen Abfall der Emissionscharakteristik im hochenergetischen Bereich verstärkt.

Neben den klassischen UV-Quellen bietet sich der Einsatz der jetzt verfügbaren UV-Laser an, die es sowohl als durchstimmbare Laser als auch als hochfrequenzangeregte Excimer-Laser oder Nd:YAG Laser gibt. Typische Wellenlängen für die hochfrequenzangeregten Laser sind 193 nm, 248 nm und 308 nm und für den YAG-Laser 266 nm. Die verfügbaren Wellenlängen sind durchaus für die Photoemission geeignet, die Geräte können jedoch nur im Pulsbetrieb mit einem Tastverhältnis von 10^{-4} betrieben werden. Die kurzfristig auftretenden hohen Photonenstromdichten bewirken eine entsprechend hohe Photoemissionsstromdichte. Ab einer Emissionsstromdichte von 1 mA/mm^2 , die bereits mit unfokussiertem Laserlicht erreicht werden kann, kommt es zu signifikantem Auflösungsverlust, bedingt durch den Einfluß des Boersch-Effektes [Massey (1983)].

Der Boersch-Effekt [Boersch (1954), Rose (1983)] beschreibt die Coulomb-Abstoßung der Elektronen bei hohen Stromdichten. Diese Wechselwirkung führt sowohl zu einer energetischen als auch zu einer räumlichen Verbreiterung des Elektronenstrahls und damit auch zu einer Verschlechterung des Auflösungsvermögens. Neben dem Boersch-Effekt, der die von Massey beobachteten Einflüsse auf das Auflösungsvermögen nicht in ausreichendem Maße erklären kann, spielen möglicherweise hochfrequente Intensitätsschwankungen der Laserlichtleistung eine Rolle, wie sie bereits in anderem Zusammenhang beobachtet wurden [Kolac (1988)]. Für die Zeitpunkte konstruktiver Modenkopplung beträgt dabei die emittierte Lichtintensität ein Vielfaches der Nominalintensität.

Neben der „Threshold-PEEM“ bietet sich die Anregung im höherenergetischen Bereich durch Synchrotron-Strahlung oder Röntgenstrahlung an. Auf diese Weise ist es möglich, selektiv höherenergetische Übergänge anzuregen, die ein untergrundbehaftetes Emissionsverhalten mit einzelnen überlagerten Strukturen charakteristischer Energie bedingen. Dieser zusätzlich vorhandene Untergrund macht den Einsatz eines Energiefilters in Zusammenhang mit aperturbegrenzenden Maßnahmen notwendig. Andernfalls würden sowohl der Untergrund als auch der chromatische Fehler aufgrund der Breite der Energieverteilung eine kontrastreiche Abbildung verhindern. Eine ausführlichere Diskussion dieses Punktes findet sich im Kapitel 3 und im An-

hang zu dieser Arbeit.

Ein Bild enthält neben den Informationen über die topographische Struktur zusätzlich räumlich aufgelöste Information über die chemische Zusammensetzung der Oberfläche. Diese Information steckt in der Energie der ausgelösten Photoelektronen, die wiederum bestimmt wird durch die Bindungsenergie des beteiligten Orbitals. Es ergibt sich also die Möglichkeit von Mikroskopie in Kombination mit Spektroskopie.

Die Anwendung der Photoemissions-Elektronenmikroskopie in Verbindung mit Synchrotronstrahlung wurde bereits mit einem relativ einfachen elektronenoptischen System, einer Emissionslinse in Kombination mit einem zweistufigem Kanalplattenbildverstärker ohne Energiefilterung, erfolgreich getestet [Tonner (1988)]. Der Einsatz von monochromatischer Synchrotronstrahlung bietet dabei die einzigartige Möglichkeit der Kontrasterzeugung durch digitale Subtraktion von Bildern, die bei Photonenenergien knapp unterhalb und knapp oberhalb der „core-level“ Bindungsenergie aufgenommen wurden.

In den Bereich der Emissionsmikroskopie fallen einige weitere Verfahren der Abbildung durch Elektronen, die durch unterschiedliche physikalische Prozesse erzeugt werden. Einer dieser nutzbaren Prozesse ist die thermische Emission von Elektronen. Wie aus der Richardson-Gleichung allerdings leicht zu ersehen ist, kann dieser Prozeß nur bei Materialien mit niedriger Austrittsarbeit bei vertretbaren Temperaturen genutzt werden. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Verwendung von Sekundärelektronen, die von primär auftreffenden Elektronen, Ionen oder Neutralteilchen erzeugt werden. Die Startenergie und die Breite der Energieverteilung dieser Elektronen ist dabei durch den jeweiligen Entstehungsprozeß bestimmt. Abhängig von diesen Parametern ergibt sich unter Umständen wieder die Notwendigkeit des Einsatzes eines Energiefilters.

Generell kann man sagen, daß bei der Emissionselektronenmikroskopie die Information über die Struktur der Oberfläche durch von ihr ausgelöste Elektronen übertragen wird.

Ein Verfahren, das die potentialmäßige Struktur der Oberfläche abtastet, ohne daß dabei Elektronen ausgelöst werden müssen, ist die Spiegelmikroskopie (MEM, Mirror Electron Microscopy). Unter einem Elektronenspiegel versteht man eine

leitfähige Oberfläche, die potentialmäßig etwas niedriger liegt als die Elektronenquelle. Hochenergetische Elektronen aus einer Quelle werden bei der Spiegelmikroskopie (MEM) im elektrostatischen Spiegelfeld vor der Probe gebremst und reflektiert, ohne die Probenoberfläche zu erreichen. Die Probe wird daher weder mit Elektronen beaufschlagt noch ist eine Emission notwendig. Der kontrastbestimmende Mechanismus ist hierbei die Struktur des Potentials vor der Probenoberfläche. Im Gegensatz zu PEEM oder EEM muß das Spiegelmikroskop so aufgebaut sein, daß es eine Stelle im Strahlengang gibt, die den gespiegelten Strahl vom primär einfallenden trennt, um die zur Abbildung erforderliche Information über die potentialmäßige Oberflächenstruktur zu extrahieren. Der Strahlengang selbst hat deshalb eine mehr oder minder „Y“-förmige Anordnung. Der Knotenpunkt gibt dabei die Lage der strahlentrennenden Weiche, meist ein homogenes Magnetfeld, an.

Sowohl die Spiegelmikroskopie als auch die Photoemissions-Elektronenmikroskopie und die verschiedenen anderen Arten der Emissionselektronenmikroskopie werden unter dem Oberbegriff Niederenergie-Elektronenmikroskopie (LEEM, Low Energy Electron Microscopy) zusammengefaßt.

Die neueste Entwicklung auf dem Gebiet der Niederenergie-Elektronenmikroskopie ist die Niederenergie-Elektronenreflexionsmikroskopie (LEERM, Low Energy Electron Reflection Microscopy). Diese Technik wurde zum erstenmal erfolgreich von Bauer und Telieps [*Bauer (1985)*, *Telieps (1985)*] zum Einsatz gebracht. Schnelle Elektronen aus einer Quelle mit hohem Richtstrahlwert werden dabei auf einen möglichst kleinen Punkt in die hintere Brennebene einer Emissionslinse fokussiert. Der resultierende Strahl hoher Parallelität wird im homogenen Feld vor der Probe abgebremst, so daß die Elektronen die Oberfläche möglichst senkrecht mit kleiner Energie im Bereich von ca. $0.1 \dots 100 \text{ eV}$ erreichen. Die elastisch reflektierten Elektronen werden im Falle von LEERM wieder beschleunigt und für die Abbildung herangezogen. Der kontrastgebende Mechanismus ist die Variation des Koeffizienten der elastischen Reflexion. Dieser ist sowohl abhängig von der Energie der auftreffenden Elektronen als auch vom Material und der geometrischen Ordnung der Oberfläche.

Ein weiterer Kontrastmechanismus ist die Elektroneninterferenz, der sogenannte Phasenkontrast. Man kann sich diesen zur visuellen Darstellung der Topografie der Oberfläche zunutze machen. Die Ausnutzung der konstruktiven bzw. destruktiven

ven Interferenz der reflektierten Elektronen ermöglicht die Darstellung von Stufen oder Plateaugrenzen. Die Stufenhöhe kann dabei über die Auswahl der kinetischen Energie und die damit verbundene de-Broglie Wellenlänge im Zusammenhang mit destruktiver bzw. konstruktiver Interferenz bestimmt werden.

Auf sauberen Einkristallobertflächen findet zudem Niederenergie-Elektronenbeugung (LEED, Low Energy Electron Diffraction) statt, und ein Beugungsbild (LEED-Bild) entsteht in der hinteren Brennebene der Emissionslinse. Wie bereits erwähnt, definiert die Größe des Primärstrahlfokuspunktes in der hinteren Brennebene die Divergenz des auf die Probe einfallenden Elektronenstrahls. Die Strahldivergenz wiederum bestimmt die Größe der Beugungsreflexe (LEED-Reflexe), so daß diese 1:1 mit der Größe des Primärstrahlfokuspunktes skaliert. Die Kombination aus homogenem Beschleunigungsfeld und Einzellinse bewirkt dabei, daß die Position der einzelnen LEED-Reflexe im LEED-Bild in der hinteren Brennebene der Emissionslinse unabhängig ist von der Energie der einfallenden Elektronen. Dies steht im Gegensatz zu konventionellen Gitter-LEED-Systemen, wie sie in der Oberflächenphysik standardmäßig zur Charakterisierung von Oberflächen verwendet werden. Bei diesen System ist ein Auswandern der Reflexe am Leuchtschirm zu beobachten, wenn die Energie und damit auch der Reflexionswinkel für eine bestimmte Ordnung geändert wird.

Eine Blende, die in diese hintere Brennebene oder aber am Ort eines Bild dieser Brennebene eingebracht wird, ermöglicht die selektive Auswahl entweder des direkt reflektierten oder eines der gebeugten Strahlen. Auf diese Weise kann der Beugungscontrast für die Abbildung genutzt werden. Das Analogon aus der klassischen Elektronenmikroskopie ist die sogenannte Hellfeld- bzw. Dunkelfeldabbildung.

Geht man von dem Beispiel aus, daß sich auf einer ideal geordneten Oberfläche einzelne Domänen ausbilden, die eine Überstruktur im LEED-Bild der idealen Oberfläche erzeugen, so läßt sich der Beugungscontrast relativ anschaulich erklären. Selektiert man über die Blende einen Reflex der Grundstruktur, so müssen die Bereiche der Grundstruktur im Elektronenbild hohe Intensität aufweisen, die der Überstruktur niedrige. Falls man einen Reflex der Überstruktur selektiert, müssen die Bereiche der Überstruktur entsprechend hell und die der Grundstruktur dunkel sein. Da das Beugungsbild gleichzeitig immer eine Fourierzerlegung der Struktur der Probe repräsentiert, bedeutet die Auswahl einzelner Reflexe jedoch auch, daß

die Strukturinformation nicht vollständig übertragen wird. Konkret bedeutet dies für das Beispiel der Auswahl eines Überstruktureflexes, daß eine eventuell vorhandene Strukturierung der Bereiche außerhalb der Überstrukturdomänen nicht im Bild auftauchen würde. Da es jedoch weder einen ideal parallelen Elektronenstrahl gibt, der Grundvoraussetzung für einen ideal punktförmigen Reflex wäre, noch eine ideal kleine Blende zu dessen Selektion, geht immer zusätzliche Strukturinformation in die Abbildung ein.

LEERM ist auch prinzipiell in der Lage, LEED-Bilder vergrößert darzustellen, falls elektronenoptisch die Möglichkeit besteht, die Fokalebene der Emissionslinse anstelle des von ihr erzeugten Zwischenbildes weiter abzubilden.

Ebenso wie bei der Spiegelmikroskopie (MEM) ist es bei LEERM notwendig, ein magnetisches Ablenkkfeld in den Strahlengang einzubringen, das die Trennung von Primärstrahl und Sekundärstrahl bewerkstelligt. Dies führt zu dem bereits erwähnten „Y“-förmigen Aufbau des elektronenoptischen Systems.

Die Analyse der vorhandenen Möglichkeiten zeigt, daß die Kombination verschiedener Variationen der Niederenergie-Elektronenmikroskopie hervorragend geeignet ist für die mikroskopische Charakterisierung von Oberflächen im Sinne von Anwendungen der Oberflächenphysik und daher als Methode der Wahl betrachtet werden müssen.

Zu Beginn dieser Arbeit gab es erst ein voll funktionsfähiges LEEM, dessen Entwicklung bereits Anfang der sechziger Jahre begonnen wurde und sich über zwanzig Jahre hinzog. Ermutigt durch die Erfolge von Bauer und Telieps [z.B. *Bauer (1985)*, *Telieps (1985)*] an der TU Clausthal, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein solches Gerät konzipiert, konstruiert, aufgebaut und seine Funktionsfähigkeit demonstriert. Das Gerät unterscheidet sich von dem an der TU Clausthal realisierten konzeptionell sehr stark und ist im Kapitel 4 dieser Arbeit ausführlich beschrieben.

Daß das Interesse an LEEM äußerst stark ist, beweist die Tatsache, daß sich inzwischen einige weitere Gruppen mit der Entwicklung solcher Geräte befassen. Zu nennen sind dabei eine Gruppe am IBM Forschungszentrum in Yorktown Heights und eine andere am Fritz Haber Institut in Berlin, die sich durch die Verwendung von magnetischen Linsensystemen weitgehend an das Design von *Bauer* und *Telieps* anlehnen. Außerdem wurde in einer Arbeitsgruppe an der University of Oregon, die

bereits seit langem große Erfolge auf dem Gebiet der Photoemissions-Mikroskopie erzielt, mit der Entwicklung und der Integration eines zusätzlichen LEERM Moduls begonnen.

3 Grundlagen der Niederenergie-Elektronenmikroskopie

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, daß die verschiedenen Varianten der Niederenergie-Elektronenmikroskopie (LEEM) in ihrer Kombination die am besten geeignete Methode zur mikroskopischen Oberflächencharakterisierung darstellen. Im Rahmen dieses Kapitels wird nun auf einige für das Verständnis von LEEM wichtige Grundlagen eingegangen. Eine ausführlichere Darstellung der Herleitung des Auflösungsvermögens findet sich im Anhang zu dieser Arbeit.

Das erste abbildende Element eines Emissionselektronenmikroskops ist eine sogenannte Emissionslinse, die häufig auch einfach als Objektivlinse bezeichnet wird. Im Falle der Abbildung mit Elektronen findet sich oft auch die Bezeichnung Kathodenlinse, da die Probe dabei auf einem negativen Potential bezüglich der unmittelbaren Umgebung liegt. Die Qualität dieses ersten Abbildungsschrittes bestimmt im wesentlichen das Auflösungsvermögen des Gerätes, bedingt durch die Tatsache, daß bei dieser ersten Vergrößerungsstufe die Akzeptanzwinkel und somit auch die resultierenden geometrischen Bildfehler am größten sind. Dieses Thema war bereits häufig Gegenstand wissenschaftlicher Abhandlungen, die jedoch zu stark unterschiedlichen Ergebnissen führten. Einige neuere Arbeiten haben in Zusammenhang mit einem wachsenden Interesse an dieser Mikroskopieart das Thema aufgegriffen [z.B. *Bauer (1985)*, *Griffith (1987)*, *Liebl (1988)*] und bieten ausführliche Verweise auf frühere Arbeiten.

Jede Emissionslinse für eine ebene Probenoberfläche erzeugt über einen gewissen Bereich vor der Probenoberfläche ein homogenes Beschleunigungsfeld. Die Probenoberfläche selbst stellt dabei einen Teil der Linse, eine Elektrode dar. Prinzipiell kann man sich daher eine Emissionslinse aufgeteilt denken in ein homogenes Beschleunigungsfeld der Länge L und ein sich anschließendes abbildendes elektronenoptisches

Element, in der Regel eine magnetische Linse oder eine elektrostatische Einzellinse. Der in Linsennähe auftretende inhomogene Anteil des Beschleunigungsfeldes, z.B. bedingt durch den Felddurchgriff durch die zentrale Bohrung der ersten Elektrode, muß dem Linsenfeld zugeordnet werden. Beide Komponenten, sowohl Beschleunigungsfeld als auch Linse bringen nun Bildfehler ein, die das Auflösungsvermögen begrenzen. Es bietet sich eine getrennte Analyse an, um prinzipielle Entscheidungen über die zu verwendenden elektronenoptischen Elemente treffen zu können. In dem folgenden Abschnitt soll der Einfluß des homogenen Beschleunigungsfeldes getrennt von den Eigenschaften der nachgeschalteten Linse untersucht werden.

3.1 Homogenes Beschleunigungsfeld und Auflösungsvermögen

Ein homogenes Beschleunigungsfeld der Länge L beschleunigt geladene Teilchen, die von der Oberfläche in den gesamten Halbraum mit einer Anfangsenergie eV_0 emittiert werden. Die analytische Lösung der Bewegungsgleichung liefert als Ergebnis Parabeln.

Das Teilchen verläßt das Beschleunigungsfeld in der Richtung der Tangente an einem Punkt z mit Abstand $z = L$ von der Probenoberfläche. Da im praktischen Einsatz die Beschleunigungsspannung V_1 immer sehr viel größer ist als die Startenergie V_0 , ergeben sich unter der Bedingung $V_1 \gg V_0$ folgende Näherungen

$$r_1 = 2L \frac{V_0}{V_1} \sin \alpha \left(\sqrt{\frac{V_1}{V_0}} - \cos \alpha \right) \quad (3.1)$$

$$r'_1 = \sin \alpha \sqrt{\frac{V_0}{V_1}} \quad (3.2)$$

mit:

- eV_0 = Startenergie
- V_1 = Beschleunigungsspannung über das homogene Feld
- L = Länge des Beschleunigungsfeldes
- α = Startwinkel
- r_1 = Achsenabstand
- r'_1 = Steigung der Tangente

Die Tangente an die Bahnkurve am Ende des Beschleunigungsfeldes schneidet die z -Achse in einem Abstand D . Für den Fall $\alpha \rightarrow 0$ erhält man den Abstand $D_{gip} = 2L$ der Gaußschen Bildebene. Diese liegt also um L hinter der Probenoberfläche und ihre Lage ist unabhängig von der Startenergie eV_0 .

Für Teilchen, die von der Oberfläche auf der z -Achse unter einem von 0° verschiedenen Winkel starten, schneiden die Tangenten an die Bahnkurven die z -Achse an einem Punkt zwischen der Gaußschen Bildebene und der Probenoberfläche. Die Lage dieses Punktes ist abhängig von der Startenergie und vom Startwinkel.

Betrachtet man für von einem Punkt ausgehende Teilchen alle möglichen Startwinkel und Startenergien, so definiert dies einen Ort größter Strahleinschnürung, der zwischen der Gaußschen Bildebene und der Probenoberfläche liegt. Der Durchmesser dieser Strahleinschnürung wird als „disc of least confusion“ bezeichnet. Eine ausführlichere Betrachtung, die im Anhang A zu finden ist, liefert

$$d_{lc} = 2r_{lc} = \frac{L}{1 + \sqrt{2}/2} \frac{V_0}{V_1} = 1.2 \frac{V_0}{E} \quad (3.3)$$

Da das virtuelle Bild eines emittierenden Punktes nun eine endliche Ausdehnung aufweist, definiert durch die größte Strahleinschnürung, stellt dies eine intrinsische Bildaberration dar. Sie ist sowohl für monoenergetische Teilchen der Startenergie eV_0 als auch für Teilchen mit einer bestimmten Energieverteilung gegenwärtig. Im zweiten Fall repräsentiert eV_0 die maximale Startenergie, die noch signifikant an der gesamten Verteilung beteiligt ist.

Der Einfluß des homogenen Beschleunigungsfeldes bedingt, daß sich ein virtueller Emissionspunkt für die weitere Abbildung ergibt. Da das homogene Feld keine gekrümmten Feldlinien aufweist, ergibt sich auch keine Vergrößerung, d.h. es gilt: $M = 1$.

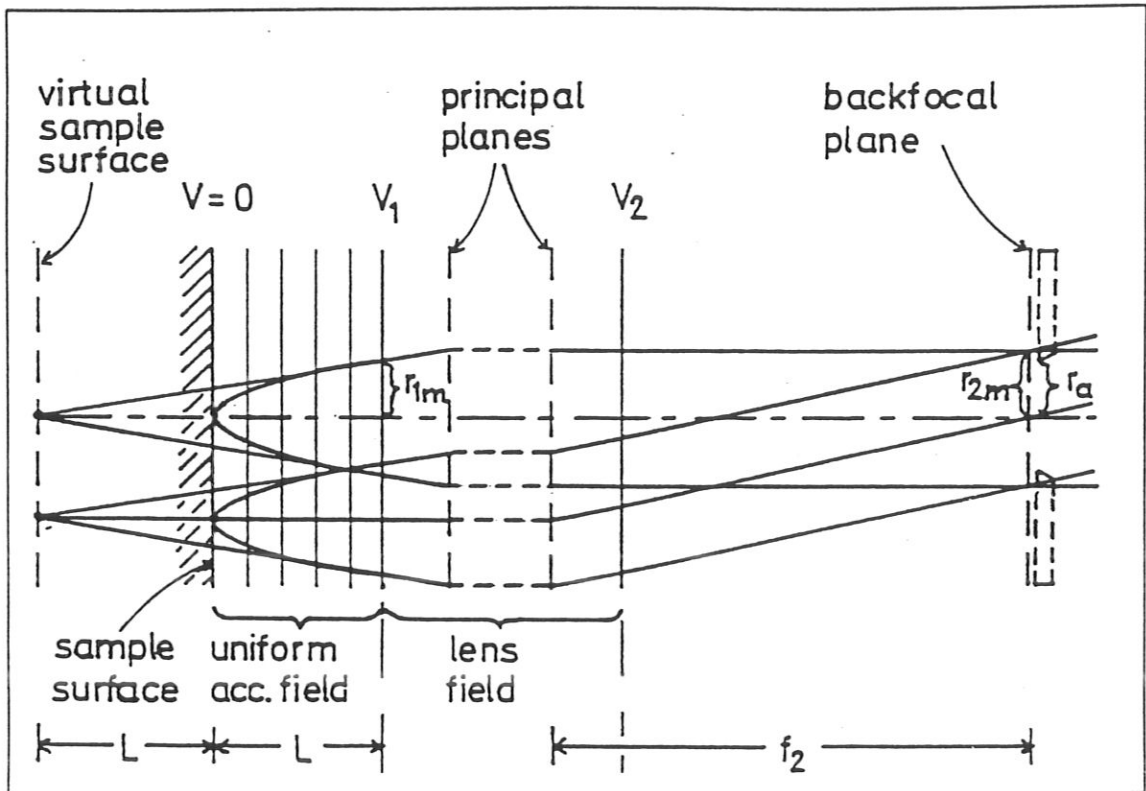


Abb. 3.1: Emissionslinsenordnung mit homogenem Beschleunigungsfeld und Aperturblende in der hinteren Brennebene.

3.2 Emissionslinse mit Aperturblende

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, daß das Auflösungsvermögen durch den Einfluß der intrinsischen Bildfehler des homogenen Beschleunigungsfeldes begrenzt ist. Eine Verbesserung des Auflösungsvermögens ist bei vorgegebener Startenergie bzw. Energieverteilung dadurch möglich, daß nur ein selektierter Anteil aller startenden Teilchen zur Abbildung herangezogen wird. Eine Aperturblende in der hinteren Brennebene der Emissionslinse begrenzt alle Teilchenbündel gleichermaßen in einer Ebene, die identisch ist mit dem Ende des homogenen Beschleunigungsfeldes. Auf diese Weise wird ein maximaler Akzeptanzwinkel festgelegt. Das eben beschriebene Verhalten ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt.

Bringt man nun eine Aperturblende, häufig auch Kontrastblende genannt, in die hintere Brennebene ein, dann werden die Randstrahlen aller Strahlenbündel entsprechend dem Blendendurchmesser $2r_a$ begrenzt. Die Aperturblende definiert eine Startenergie eV_a , bis zu der alle Teilchen, die in den Halbraum emittiert werden,

passieren können, selbst solche mit einem Startwinkel $\alpha = 90^\circ$.

Eine genauere Analyse, die im Anhang A zu finden ist, hat zum Ergebnis, daß für die weitere Betrachtung im wesentlichen drei Fälle zu unterscheiden sind, abhängig von der Größe von V_{0max} , der maximalen Startenergie:

(1) $V_{0max} < V_a$: In diesem Fall zeigt die eingebrachte Blende keine Wirkung bezüglich der Strahlbegrenzung. Eine solche Blendenanordnung ist aber dann sinnvoll, wenn es gilt, den Einfluß von Streustrahlung auf die Abbildung zu minimieren, ohne die Abbildungseigenschaften zu verändern. Ein weiteres Einsatzgebiet stellt die Verwendung als Druckstufe für differentiell gepumpte, teilchenoptische Abbildungssäulen dar.

(2) $V_a < V_{0max} < 2V_a$: Die „disc of least confusion“ wird jetzt bestimmt durch den Schnittpunkt der Tangenten von Teilchen die unter einem Winkel von 45° mit der Energie eV_{0max} starten und solchen, die unter einem Winkel von 90° mit der Energie eV_a starten. Damit ergibt sich der Durchmesser der „disc of least confusion“ zu:

$$d_{lc} = \frac{2}{E} \frac{V_{0max}}{1 + \sqrt{V_{0max}/2V_a}} \quad (3.4)$$

(3) $V_{0max} > 2V_a$: Die „disc of least confusion“ wird nun gebildet aus dem Schnittpunkt der Trajektorien von Teilchen mit der Startenergie eV_a und dem Startwinkel $\alpha = 90^\circ$ und denen, für die die Aberrationsscheibe in der Gaußschen Bildebene des homogenen Beschleunigungsfeldes maximal wird. Der Durchmesser der „disc of least confusion“ ergibt sich zu:

$$d_{lc} = \frac{2}{E} \sqrt{V_a (V_{0max} - V_a)} \quad (3.5)$$

Damit läßt sich zusammenfassend sagen, daß eine Aperturblende das Auflösungsvermögen der Emissionslinse entscheidend beeinflusst. Eine Abhängigkeit ergibt sich von der Startenergie bzw. von der Breite der Energieverteilung. Der Einsatz einer Aperturblende hat allerdings nicht nur einen Einfluß auf das Auflösungsvermögen des Gerätes, sondern auch auf die transmittierte Intensität. Dieser Punkt soll nun im nächsten Abschnitt genauer betrachtet werden.

3.3 Aperturblende und Transmission

Um den Einfluß der Aperturblende auf die Transmission abschätzen zu können, muß man eine Winkelverteilung der emittierten Teilchen annehmen und ebenso eine Energieverteilung.

Als Abschätzung des Effektes sei hier angenommen, die Winkelverteilung entspreche einer Kosinusverteilung. Die Gesamtzahl der innerhalb eines bestimmten Energieintervalls emittierten Teilchen in ein Raumwinkelement $\Delta\Omega$ sei gegeben durch:

$$dn = 2n_0 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha \quad (3.6)$$

Den Anteil von Teilchen, der in den Winkelbereich $0 \leq \alpha \leq \alpha_{max}$ emittiert wird, findet man durch Integration über den Akzeptanzwinkelbereich:

$$n = \int_{\alpha=0}^{\alpha_{max}} dn = \int_{\alpha=0}^{\alpha_{max}} 2n_0 \sin \alpha \cos \alpha d\alpha = n_0 \sin^2 \alpha_{max} \quad (3.7)$$

Dabei sei n_0 die Gesamtzahl der Teilchen eines bestimmten Energieintervalls, die in den Halbraum emittiert werden. Ersetzt man nun α_{max} durch den maximalen Startwinkel für eine bestimmte Startenergie eV_0 , so ergibt sich der transmittierte Anteil in Abhängigkeit von V_{0max} :

$$V_{0max} \leq V_a \implies n = n_0 \quad (3.8)$$

$$V_{0max} \geq V_a \implies n = n_0 \frac{V_a}{V_0} \quad (3.9)$$

Für die Energieverteilungsfunktion $n(V_0)$ im Bereich $V_0 \geq V_a$ gilt hinter der Aperturblende

$$n(V_0) = n_0(V_0) \frac{V_a}{V_0} \quad (3.10)$$

wobei $n_0(V_0)$ die ursprüngliche Energieverteilung vor der Aperturblende repräsentiert. Nimmt man eine willkürliche Energieverteilung an, so kann man an dieser den

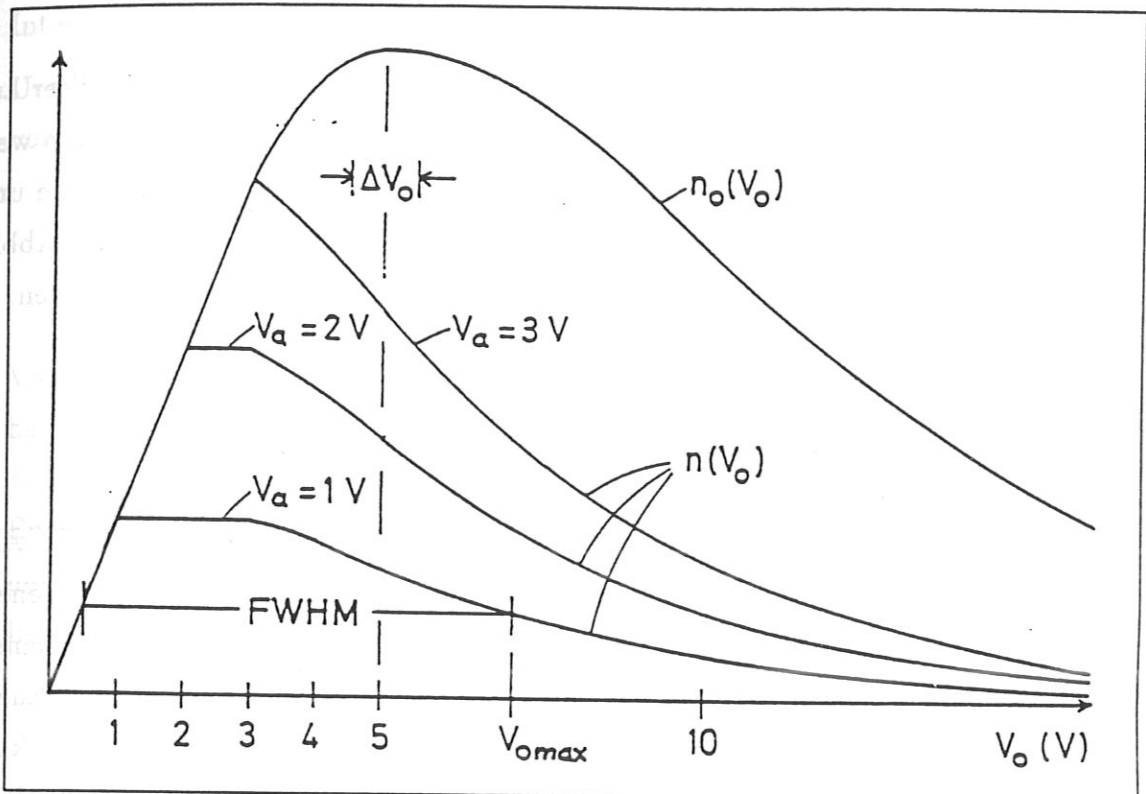


Abb. 3.2: Einfluß einer Aperturblende auf die Energieverteilung der transmittierten Teilchen für eine Kosinus-Emissionscharakteristik. Die willkürlich angenommene Originalverteilung ist durch die Kurve n_0 dargestellt.

Einfluß der Apertur studieren. Abbildung 3.2 stellt eine solche Energieverteilung dar.

Man sieht deutlich, daß die Aperturblende keineswegs als Energiefilter geeignet ist. Die Halbwertsbreite (FWHM) der Energieverteilung $n(V_0)$ kann nur sehr eingeschränkt durch die Auswahl einer kleinen Blende, d.h. einer kleineren Energie V_a , verbessert werden. Die Gesamttransmission jedoch geht stark zurück, und der Einsatz einer zu kleinen Blende kann durch den Einfluß des Beugungsfehlers das Auflösungsvermögen des Instruments entscheidend beeinflussen.

Die Gesamtzahl der Teilchen innerhalb des FWHM-Intervalls bestimmt den größten Anteil an der Gesamtverteilung $n(V_0)$. Aus diesem Grunde bietet es sich an, die Energie am oberen Ende der FWHM als V_{0max} anzusetzen und in den Gleichungen (3.4) und (3.5) für die Berechnung der „disc of least confusion“ zu benutzen. Die FWHM von $n(V_0)$ variiert in der Regel nur wenig, wenn sich V_a ändert, und auch die Energie V_{0max} gemäß obiger Definition wird mit kleinerer Energie V_a nur geringfügig

kleiner.

Da die Aperturblende als Energiefilter ungeeignet ist, muß ein solches Filter aus mehreren Gründen mit in die elektronenoptische Abbildungssäule einbezogen werden. Zum einen bietet es die Möglichkeit der Kombination von Spektroskopie und Mikroskopie und zum andern kann durch Einschränkung der Breite des zur Abbildung beitragenden Energieintervalls das Auflösungsvermögen verbessert werden.

3.4 Aperturblende und Energiefilterung

Die bei der „Threshold-Photoemissions-Elektronenmikroskopie“ und bei der Abbildung mittels thermisch emittierter Elektronen zu berücksichtigenden Startenergien V_0 liegen in einer Größenordnung, die eine Energiefilterung unnötig erscheinen läßt. Bei allen anderen zur Verfügung stehenden Mikroskopiearten können Energieverteilungen auftreten, die entweder relativ breit sind oder aber mehrere lokale Intensitätsmaxima aufweisen. Ein Beispiel dafür ist die Mikroskopie mit elastisch reflektierten Elektronen. Bei höheren Primärenergien weist die Energieverteilung der reflektierten Elektronen mehrere dominante Strukturen auf, wobei eine davon mit dem elastisch reflektierten Anteil und eine andere durch den Sekundärelektronenanteil erklärt werden kann. In diesem Fall bietet der Einsatz eines Energiefilters die Möglichkeit, ein Energieintervall $\Delta E = e\Delta V_0$ aus dem Bereich der Energieverteilung auszuwählen, das für die weitere Abbildung interessant erscheint, d.h. die Information beinhaltet, die man auswerten möchte.

Erfolgt nach der Emissionslinse im Verlauf der teilchenoptischen Abbildung eine Energiefilterung, so muß bei der Berechnung des durch Beschleunigungsfeld und Emissionslinse eingebrachten Abbildungsfehlers auch nur das ausgefilterte Energieintervall berücksichtigt werden. Da der Abbildungsfehler des Beschleunigungsfeldes sich aus chromatischem und sphärischem Fehler zusammensetzt, verändert eine Energiefilterung direkt den Anteil des chromatischen Fehlers an dem Gesamtfehler.

Für die Energiefilterung im Zusammenhang mit Niederenergieelektronenmikroskopie bieten sich dispersive Filter an, mit denen ein Energieintervall ΔE von ca. $1eV$ Breite aus der Energieverteilung ausgewählt werden kann. Da V_a für die zu benutzenden Blendenradien r_a in der Größenordnung von $0.1eV$ liegt, gilt für das auszuwählende

Intervall $V_0 \dots V_0 + \Delta V_0$ die Bedingung $V_0 \gg 2V_a$.

Unter der Bedingung $\Delta V_0 \ll V_0$ ergibt sich bei genauerer Betrachtung, ausgehend von Gleichung 3.5, für das Energieintervall die „disc of least confusion“ zu:

$$d_{lc} = \frac{\Delta V_0}{E} \sqrt{\frac{V_a}{V_0}} \quad (3.11)$$

Voraussetzung für die Gültigkeit obiger Gleichung ist auf jeden Fall noch das Vorhandensein einer Aperturblende, die ein bestimmtes V_a definiert, das kleiner ist als ΔV_0 . Läßt man die Blende entfallen, so wirkt ein dispersives Energiefilter für größere Energien eV_0 selbst als Aperturblende, d.h. es begrenzt den Akzeptanzwinkel, da nur Teilchen bis zu einem maximalen Startwinkel α_{max} transmittiert werden. Das Intervall ΔV_0 entspricht dann V_a und man erhält aus Gleichung (3.11) :

$$d_{lc} = \frac{\Delta V_0}{E} \sqrt{\frac{\Delta V_0}{V_0}} \quad (3.12)$$

Abhängig von der Energieverteilung $n_0(V_0)$ kann nun eine optimale Kombination aus beiden aperturbegrenzenden Faktoren bezüglich Transmission und erreichbarer Auflösung gewählt werden.

3.5 Aperturblende und Beugungsfehler

Versucht man, das Auflösungsvermögen der Emissionslinse durch Einbringen einer Aperturblende zu verbessern, so bringt man dabei gleichzeitig als zusätzliche Fehlerquelle den Beugungsfehler in den Gesamtfehler ein. Der Fehler wird in Form des Durchmessers des Beugungsscheibchens [z.B. *Grivet (1965)*]

$$d_d = 0.6 \lambda / \alpha \quad (3.13)$$

im Gesamtfehler berücksichtigt. Dabei stellt λ die de Broglie-Wellenlänge der abbildenden Elektronen am Ort der Blende dar, d.h. λ ist abhängig von der Transferenergie:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \sqrt{\frac{150}{V_2}} 10^{-10} \text{ m } (V_2 \text{ in Volt}) \quad (3.14)$$

Die gebräuchlichste Methode der Abschätzung des Gesamtfehlers durch Beschleunigungsfeld und Aperturblende ist die quadratische Addition der einzelnen Anteile:

$$d = \sqrt{d_{lc}^2 + d_d^2} \quad (3.15)$$

Für ein realistisches Linsensystem muß selbstverständlich der chromatische und der sphärische Fehler der Linse zusätzlich berücksichtigt werden. Die Minimierung des Fehlers bezüglich des Blendendurchmessers ergibt die Grenze des Auflösungsvermögens. Durch die Auswahl eines bestimmten Blendendurchmessers $2r_a$ wird der maximale Akzeptanzwinkel r'_{1max} , d.h. die maximale Steigung der Trajektorie am Ende des Beschleunigungsfeldes und damit auch V_a , die Energie bis zu der alle Teilchen transmittiert werden, festgelegt. Eine Abschätzung des benötigten Blendendurchmessers zeigt, daß für alle realistischen Fälle des Einsatzes einer Blende die Beziehung $V_a \ll V_0$ gilt. Man kann dann für die Berechnung von d_{lc} die Gleichung (3.11) benutzen:

$$d_{lc} = \frac{\Delta V_a}{E} \sqrt{\frac{V_a}{V_0}} = \frac{\Delta V_0}{E} \sqrt{\frac{V_2}{V_0}} \alpha \quad (3.16)$$

Dabei gilt:

- E = Feldstärke an der Probenoberfläche
- eV_2 = Endenergie bzw. Transferenergie
- α = Akzeptanzwinkel, betrachtet nach der Beschleunigung.

Die Breite des Energieintervalls ΔV_0 ist im Falle der elastisch reflektierten Elektronen durch die energetische Verbreiterung der Primärelektronen aus der Elektronenkanone gegeben.

3.6 Ein vollständiges Emissionslinsensystem

Betrachtet man ein komplettes elektrostatisches Emissionslinsensystem, so gehen neben dem Gesamtfehler des Beschleunigungsfeldes und dem Beugungsfehler auch

noch der sphärische und chromatische Fehler des Einzellinsenteils in den Gesamtabbildungsfehler ein. Ein Vergleich der einzelnen Anteile ist für das Design der Linse wichtig und durch eine einfache Abschätzung möglich. Für elektrostatische Linsen, wie sie in dem hier beschriebenen Mikroskop ausschließlich Verwendung finden, kann der chromatische Aberrationskoeffizient zu $C_c \approx 5f$ abgeschätzt werden [z.B. Rempfer (1984)], was einen Beitrag zum Fehlerscheibchen von

$$d_c \approx 5f \delta \alpha \quad (3.17)$$

ergibt.

Eine sehr vorsichtige Abschätzung des sphärischen Aberrationskoeffizienten ist $C_s \approx 10f$ [z.B. Rempfer (1984)].

Dies ergibt einen Beitrag des sphärischen Fehlers von

$$d_s \approx 5f \alpha^3 \quad (3.18)$$

zum Gesamtfehler. Zusammen mit den Fehleranteilen des homogenen Beschleunigungsfeldes gemäß Gleichung (3.12)

$$d_{ic} = \frac{\Delta V_0}{E} \sqrt{\frac{\Delta V_0}{V_0}}$$

und dem Beugungsfehler

$$d_d = 0.6 \lambda / \alpha$$

ergibt sich der Gesamtfehler d durch quadratische Addition:

$$d = \sqrt{d_s^2 + d_c^2 + d_{ic}^2 + d_d^2} \quad (3.19)$$

Dabei gilt:

E	=	Feldstärke an der Probenoberfläche
eV_0	=	mittlere Energie der abbildenden Elektronen in Volt
$e\Delta V_0$	=	energetische Verbreiterung der abbildenden Elektronen
eV_a	=	maximal akzeptierte Startenergie
eV_2	=	Endenergie bzw. Transferenergie
α	=	Akzeptanzwinkel gemessen nach der Beschleunigung
δ	=	relative energetische Breite, bezogen auf die Transferenergie
f	=	Brennweite der Emissionslinse
d_s	=	sphärische Aberration
d_c	=	chromatische Aberration
d_d	=	Beugungsfehler
d	=	Gesamtfehler

Was läßt sich nun aus der vorangegangenen Betrachtung der einzelnen Abbildungsfehler an Information gewinnen? Während der Designphase des Mikroskops ist es wichtig, die zu erwartende Auflösung des Gerätes überhaupt abschätzen zu können. Andererseits möchte man auch während der Betriebsphase bestimmen können, unter welchen Randbedingungen bezüglich Aperturblendendurchmesser sich eine bestimmte Auflösung erreichen läßt.

Die Antwort auf diese Frage ergibt sich sehr anschaulich, wenn man die einzelnen Bildfehlerkomponenten über den Akzeptanzwinkel aufträgt, der direkt mit dem Aperturblendendurchmesser korreliert ist. Zwei typische Beispiele sollen dies verdeutlichen. Das erste ergibt sich aus der Betrachtung der Abbildung mit elastisch reflektierten Elektronen bei einer Energie von 25 eV. Die Transferenergie ist dabei 15 kV. Die Feldstärke an der Probenoberfläche sei 8 kV/mm, ein Wert, der sich aus numerischen Feldberechnungen für das hier eingesetzte Linsensystem ergibt. Die energetische Breite des Primärstrahls ist mit 0.6 eV angenommen. Die einzelnen Fehleranteile sind zusammen mit dem Gesamtfehler aus quadratischer Addition in der Abbildung 3.3 in doppeltlogarithmischer Darstellung aufgetragen. Die höchstmögliche Auflösung erhält man dann, wenn der Durchmesser der Kontrastblende so gewählt wird, daß der Akzeptanzwinkel des Minimums realisiert wird. Unter diesen Bedingungen läßt die Emissionslinse ein Auflösungsvermögen erwarten, das unterhalb von 10 nm liegt.

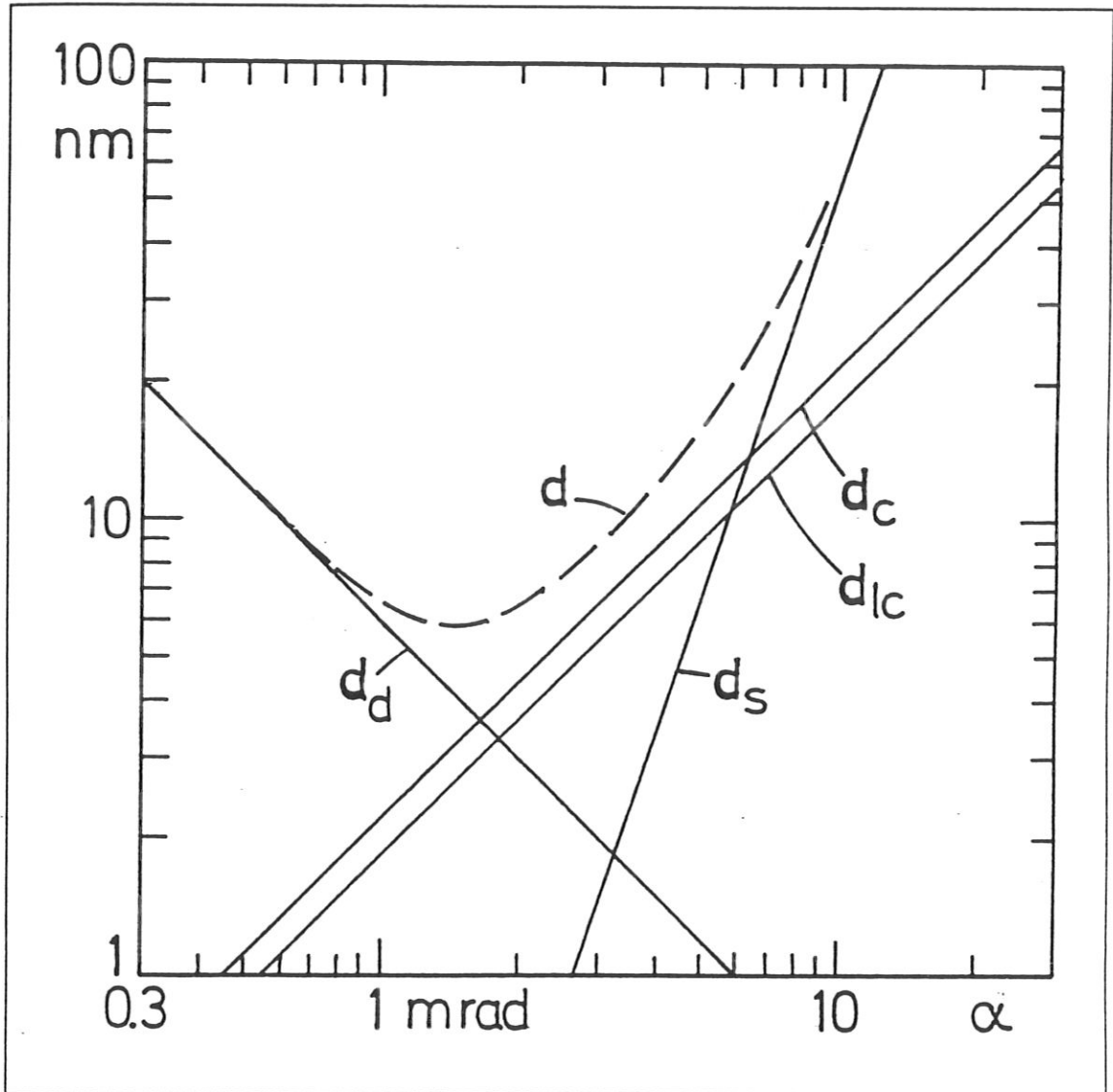


Abb. 3.3: Bildfehler der Emissionslinse in Abhängigkeit vom Akzeptanzwinkel α , gemessen nach der Beschleunigung.

Für das zweite Beispiel sei angenommen, daß die Elektronen durch hochenergetische Photonen ausgelöst werden und eine mittlere Energie von $V_0 = 5V$ aufweisen. Die energetische Verbreiterung ist in diesem Fall durch das Transmissionsverhalten des Energiefilters definiert. Aus Intensitätsgründen sollte daher die Energieblende nicht kleiner sein als die Kontrastblende. Wählt man die Blenden gleich groß, so läßt sich ΔV_0 als Funktion des Akzeptanzwinkels α ausdrücken

$$\Delta V_0 = \frac{V_2 f}{5r_e} \alpha \quad (3.20)$$

und in die Beziehungen für die Bildfehler einsetzen. Unter diesen Bedingungen ergibt sich der chromatische Bildfehler zu

$$d_c = 5f\delta\alpha = (f^2/r_e)\alpha^2 \quad (3.21)$$

und der Fehler des homogenen Beschleunigungsfeldes zu

$$d_{lc} = \frac{fV_2^{3/2}}{5Er_e\sqrt{V_0}} \alpha^2 \quad (3.22)$$

Die Beziehungen für den sphärischen Fehler und den Beugungsfehler ändern sich nicht. Die übrigen Parameter sind analog zum vorhergehenden Beispiel gewählt. Die einzelnen Fehleranteile sind zusammen mit dem Gesamtfehler in der Abbildung 3.4 dargestellt. Obwohl der Gesamtfehler offensichtlich größer ist als im vorhergehenden Fall, ist auch hier eine Auflösung im Bereich von 10 nm zu erwarten.

Das Ergebnis aus den in diesem Kapitel angeführten Betrachtungen ist, daß ein elektrostatisches Linsensystem durchaus in der Lage ist, die gestellten Anforderungen an das Auflösungsvermögen für ein direkt abbildendes System zu erfüllen. Die numerischen Rechnungen zur Emissionslinsengeometrie zeigen, daß auch eine durch zusätzliche Optionen kompliziert aufgebaute Elektrodenstruktur in der Lage ist, die in der Abschätzung verwendeten Aberrationskoeffizienten einzuhalten. Der Aufbau dieser Emissionslinse und der weiteren Komponenten der Abbildungssäulen des Mikroskops ist im folgenden Kapitel ausführlich beschrieben.

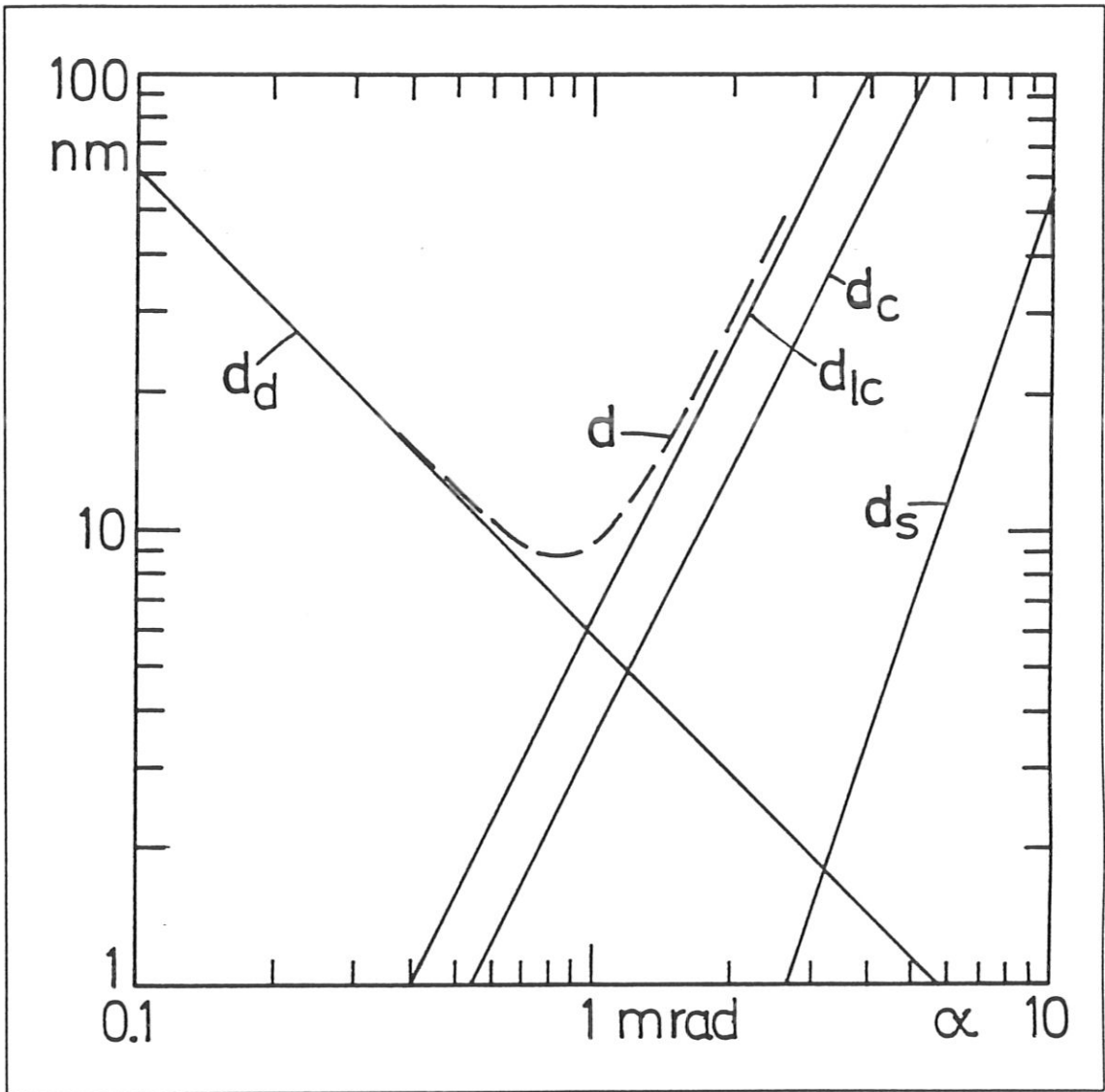


Abb. 3.4: Bildfehler der Emissionslinse in Abhängigkeit vom Akzeptanzwinkel α , gemessen nach der Beschleunigung für Photoelektronen mit einer mittleren Energie von 5eV.

4 Der experimentelle Aufbau

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein LEEM konzipiert, konstruiert und aufgebaut. Das Gerät unterscheidet sich konzeptionell stark von allen bisher verfügbaren Mikroskopen, vor allem bedingt durch den Einsatz von rein elektrostatischen Linsensystemen an Stelle der in der Elektronenmikroskopie üblichen magnetischen Linsen. Zudem enthält das Gerätekonzept mehrere neuartige Entwicklungen, die entweder bereits patentrechtlich abgesichert sind oder deren Absicherung zumindest im Gange ist¹.

4.1 Überblick

Der Aufbau des Niederenergie-Elektronenmikroskops LISE ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Das Mikroskop ist in der Lage, die Oberfläche einer Probe mittels niederenergetischer Elektronen abzubilden, die von der Oberfläche elastisch reflektiert werden oder aber direkt von ihr emittiert werden.

Das Gerät selbst besteht aus drei elektronenoptischen Abbildungssäulen. Die Primärsäule übernimmt die Beleuchtung der Probe mit Elektronen. Die Sekundärsäule, häufig auch Hauptabbildungssäule genannt, hat die Aufgabe der vergrößerten Abbildung der Probenoberfläche auf den Bildverstärker.

Die dritte Abbildungssäule, die Emissionsmikroskopiesäule erlaubt eine Abbildung der Oberfläche allein durch emittierte Elektronen und ist nur für eine maximale Vergrößerung von ca. 600-fach ausgelegt. Aus der Abbildung 4.1 ist zu ersehen, daß

¹United States Patent Number: 4978855

Britische Patentanmeldung Nr.: 9003080.0

Deutsche Patentanmeldung Nr.: P 3904032.1-33

Französische Patentanmeldung Nr.: 9001551

Japanische Patentanmeldung Nr.: 31281/90

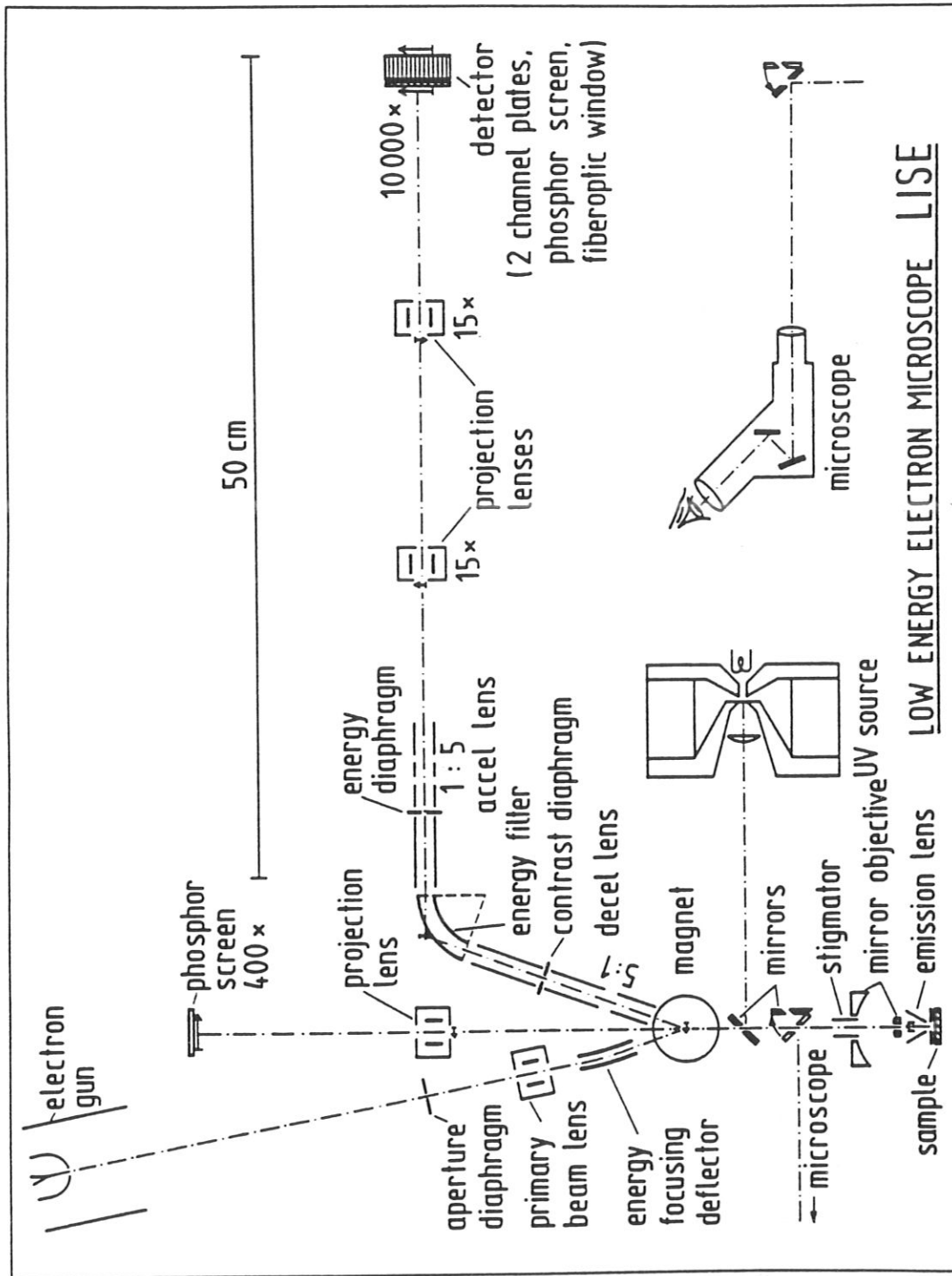


Abb. 4.1: Schematischer Aufbau des Niederenergie-Elektronenmikroskops LISE

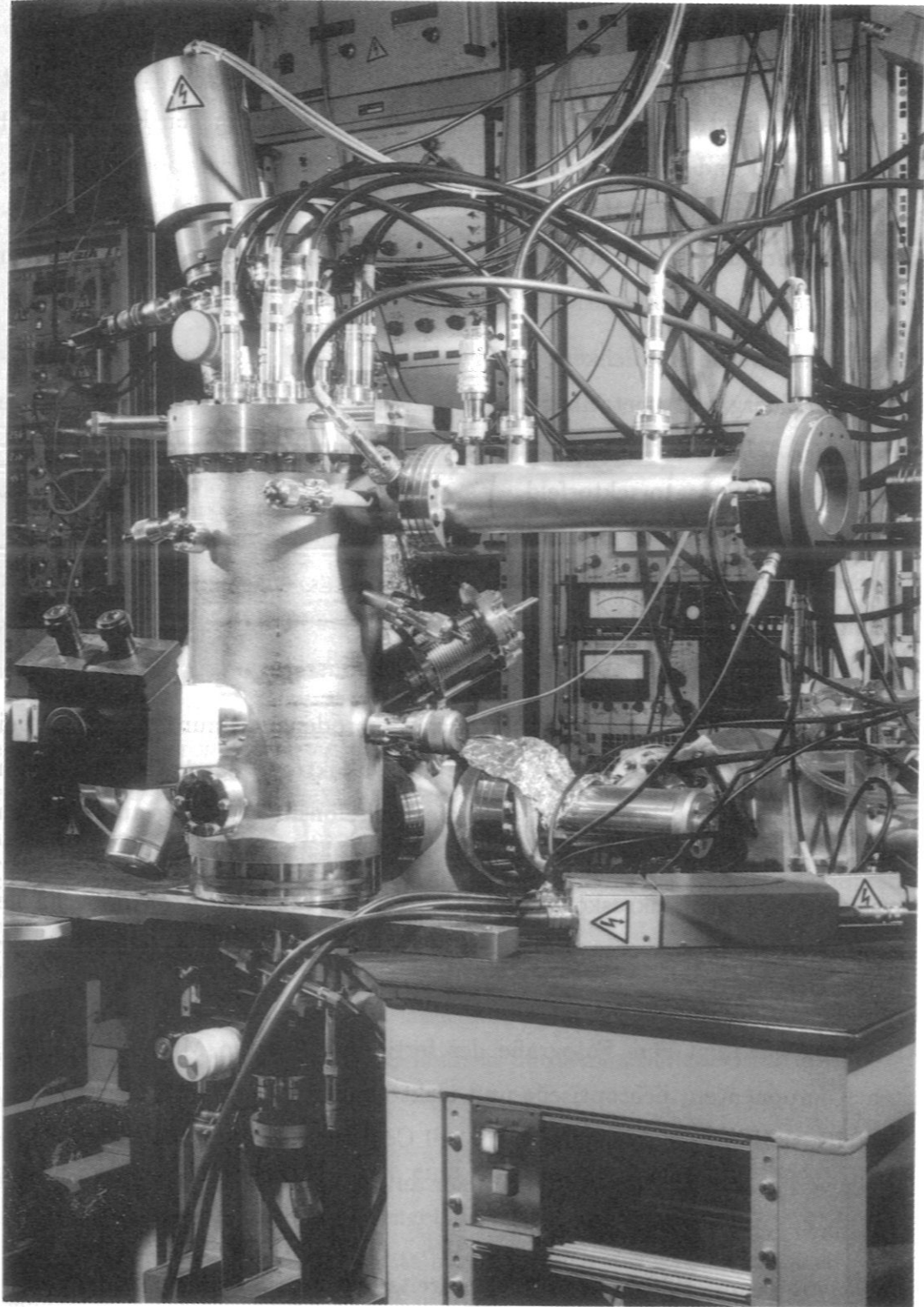


Abb. 4.2: Das Niederenergie-Elektronenmikroskop LISE

die Emissionslinse und das Magnetfeld Bestandteil aller drei Abbildungssäulen sind und daß daher eine voneinander unabhängige Betrachtung nicht möglich ist.

Der streckenweise koaxiale Verlauf von Primärstrahl und Sekundärstrahl erfordert den Einsatz einer elektronenoptischen Einheit, die die Trennung von Primärstrahl und Sekundärstrahl und somit auch die Extraktion der Bildinformation ermöglicht. Diese Einheit wird durch das bereits erwähnte Magnetfeld realisiert. Die Komponenten der Primärsäule sind so ausgelegt, daß eine Kompensation der energetischen Dispersion dieses Magnetfeldes erfolgt.

Des weiteren besteht die Möglichkeit, die Primärsäule und die Sekundärsäule mit unterschiedlichen Energien zu betreiben, um die notwendige höhere Anregungsenergie für eine Auger-Analyse der Probe bereitstellen zu können. Die Sekundärsäule beinhaltet ein Kugelkondensatorsektorfeld, das als dispersives Energiefilter eingesetzt wird. Um ein Einbringen von Bildfehlern durch die beiden Sektorfelder zu verhindern, wurde der sogenannte verflochtene Strahlengang gewählt. Die Zwischenbilder der Oberfläche werden dabei jeweils in den Ablenkzentren der Sektorfelder gebildet, während die Energieselektion am Ort größter Strahleinschnürung erfolgt.

Als Emissionslinse wurde eine elektrostatische Tetrodenanordnung gewählt, bei der die Probe einen Teil der Linse, d.h. die erste Elektrode darstellt. Zusätzlich wurden die Elektroden so konstruiert, daß die Emissionslinse, häufig auch einfach Objektivlinse genannt, ein optisches Schwarzschild-Spiegelobjektiv enthalten kann. Dies ermöglicht die lichtmikroskopische in-situ-Betrachtung der Probenoberfläche in Form der Auflichtmikroskopie. Ebenso wird auf diese Weise die Beleuchtung der Probe mit UV-Licht ermöglicht.

Die Abbildung 4.2 zeigt eine Fotografie des fertig aufgebauten Mikroskops. Alle optischen Komponenten, lichtoptische und elektronenoptische, mit Ausnahme des Projektivteils, sind auf einem einzigen DN 200 Conflat²-Flansch (CF-Flansch) aufgebaut, der von oben auf die Vakuumkammer aufgesetzt wird. Eine Fotografie des Flanschaufbaus zeigt die Abbildung 4.3.

Die Projektivoptik mit Bildverstärker, die bereits bei der Beschleunigungslinse am Ausgang des Energiefilters beginnt, ist in einem Rohr mit DN 63 CF Anschlußflanschen montiert und wird an die Hauptkammer angeflanscht. Der Manipulator mit

²ConflatTM ist ein eingetragenes Warenzeichen der Firma Varian, Palo Alto, Kalifornien, USA

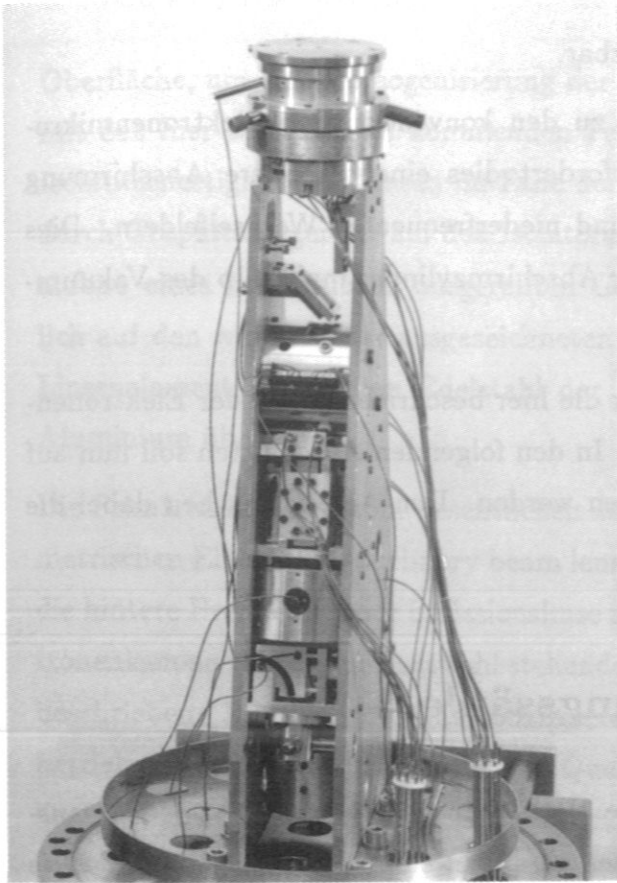


Abb. 4.3: Hauptflanschbau des Niederenergie-Mikroskops LISE

dem Probenhalter wird von unten an die Hauptkammer montiert. Er gestattet die Bewegung der Probe in x-, y- und z-Richtung und zusätzlich eine Drehung, die aufgrund der aufwendigen Hochspannungszuführung auf $\pm 120^\circ$ begrenzt ist. Deutlich zu erkennen ist die von vorne auf einem Fensterflansch befestigte Okulareinheit für die in-situ-Auflichtmikroskopie. Die UV-Beleuchtung erfolgt von der Rückseite durch ein MgF_2 -Fenster. Auf der dem Bildverstärker gegenüberliegenden Seite der Vakuumkammer befindet sich ein Flanschanschluß, der den zukünftigen Anbau einer Präparationskammer und das Schleusen der Probe ohne Beeinträchtigung des Ultrahochvakuums ermöglicht.

Das Mikroskop wird gepumpt durch eine Kombination aus Turbomolekularpumpe, Titan-Sublimationspumpe und Ionengetterpumpe. Der Basisdruck des Systems liegt unterhalb von 10^{-8} Pa . Im unmittelbaren Bereich der Probe ist zusätzlich eine großflächige Flüssigstickstoff(LN_2)-Kühlfalle angebracht, um bei entsprechendem Gasanfall lokal eine Druckverbesserung erreichen zu können.

Das Mikroskop selbst ist komplett aus UHV-tauglichen Materialien aufgebaut und

inklusive Bildverstärker auf 250° ausheizbar.

Da das Mikroskop LISE im Gegensatz zu den konventionellen Elektronenmikroskopen aus Edelstahl aufgebaut ist, erfordert dies eine besondere Abschirmung gegenüber magnetischen Gleichfeldern und niederfrequenten Wechselfeldern. Dies wird durch den Einbau passiv wirkender Abschirmzylinder innerhalb des Vakuumgehäuses erreicht.

Die zu erwartende laterale Auflösung für die hier beschriebene Art der Elektronenmikroskopie liegt im Bereich von 10 nm. In den folgenden Abschnitten soll nun auf die Teilkomponenten genauer eingegangen werden. Den Anfang machen dabei die Komponenten der Primärsäule.

4.2 Die Primärabbildungssäule

Die Primärsäule ist konstruktiv für eine Betriebsspannung von 15 – 18kV ausgelegt. Alle Verwendung findenden Linsen sind rein elektrostatischer Natur. Dies hat den Vorteil, daß alle Teile aus UHV-verträglichen Materialien gefertigt werden können. Die bei magnetischen Linsen im UHV aufgrund der notwendigen hohen Erregungsströme auftretenden thermischen Belastungen, die zu erhöhten Ausgasraten und der Notwendigkeit entsprechender Linsenkühlsysteme führen, werden auf diese Weise vermieden. Die einzelnen Linsen sind so konstruiert, daß die Fertigung unter Einhaltung der erforderlichen Toleranzen trotz der hohen Anforderungen an die Isolationsfestigkeit möglichst kostengünstig ist. Zudem wurde darauf geachtet, die Linsen aus möglichst universell einsetzbaren Komponenten aufzubauen. Die Optik wurde aus unmagnetischen Materialien, Aluminium und Kupferlegierungen (z.B. ELBRODUR³), hergestellt, um den negativen Einfluß von Restmagnetfeldern auf die Abbildungsqualität zu minimieren. Der Einsatz von Aluminium ist allerdings nur während der Entwicklungsphase eines solchen Gerätes aufgrund der wesentlich niedrigeren Fertigungskosten gerechtfertigt. Die Nachteile der teilweise isolierenden Oberflächenschicht und mangelhaften Formstabilität müssen dabei in Kauf genommen werden. Die üblicherweise angewendete Methode der Graphitierung der

³ELBRODUR ist ein eingetragenes Warenzeichen der Kabelmetall AG, Postfach 3320, 4500 Osnabrück

Oberfläche, um eine Homogenisierung der Oberflächenleitfähigkeit zu erreichen, ist mit den hier zum Einsatz kommenden Feldstärken nicht mehr verträglich, da die Isolationsfestigkeit der Linsen im Falle der anfänglich unvermeidbaren Überschläge durch Graphitanlagerung auf den Isolatoren drastisch reduziert wird. Für den Neuaufbau eines konzeptionell ausgereiften Gerätes würde man daher selbstverständlich auf den wegen seiner ausgezeichneten Permeabilitätswerte für elektrostatische Linsenelemente geeigneten Edelstahl der Werkstoffnummer 1.3952 als Ersatz für Aluminium übergehen.

Die Primärsäule besteht im wesentlichen aus einer Elektronenkanone und einer symmetrischen Einzellinse („primary beam lens“), die den Quellpunkt der Elektronen in die hintere Brennebene der Emissionslinse abbildet. Die Anforderungen an die Elektronenkanone und die zur Auswahl stehenden Emitter sind in Kapitel 4.6 ausführlich beschrieben. Die für das Gerät konzipierte Kanone wird mit einer Spitzenkathode betrieben und arbeitet mit virtuellem Quellpunkt im Dioden-Modus. Die Kathode liegt auf einem negativen Potential gegenüber Masse, das betragsmäßig der Transferenergie der Primärsäule entspricht. Dies hat zur Folge, daß bei den im weiteren Verlauf der Abbildung verwendeten Einzellinsen lediglich die Mittelelektroden gegenüber Masse isoliert aufgebaut sein müssen. Das Fehlen eines „Cross-Over-Punktes“ beim Betrieb der Kanone mit virtuellen Quellen minimiert dabei den Einfluß des Boersch-Effektes. Zudem ermöglicht dies die Abbildung mit nur einer einzigen Einzellinse, da aufgrund des sehr kleinen Durchmessers der virtuellen Quelle keine weitere Verkleinerung erforderlich ist. Da die für diesen Einsatzzweck besonders geeigneten Schottky-Emitter-Kathoden relativ teuer und empfindlich sind, kann die Kanone während des Testbetriebs in der Entwicklungsphase auch im Trioden-Modus mit wesentlich robusteren LaB_6 Emittern betrieben werden. In diesem Fall fehlt allerdings die zur verkleinerten Abbildung des Quellpunktes erforderliche mehrstufige Kondensoranordnung. Bedingt durch den großen Durchmesser im „Cross-Over“-Punkt kann der geforderte Fokaldurchmesser von ca. $1\mu m$ in der hinteren Brennebene nicht erreicht werden. Dies hat wegen der daraus resultierenden hohen Strahldivergenz zur Folge, daß eine saubere Trennung der einzelnen LEED-Reflexe nicht mehr möglich ist. Die Größe der zu erwartenden LEED-Reflexe skaliert direkt mit der Größe des Primärfokus in der hinteren Brennebene.

Da für die Abbildung durch die Einzellinse keine kurze Brennweite erforderlich ist,

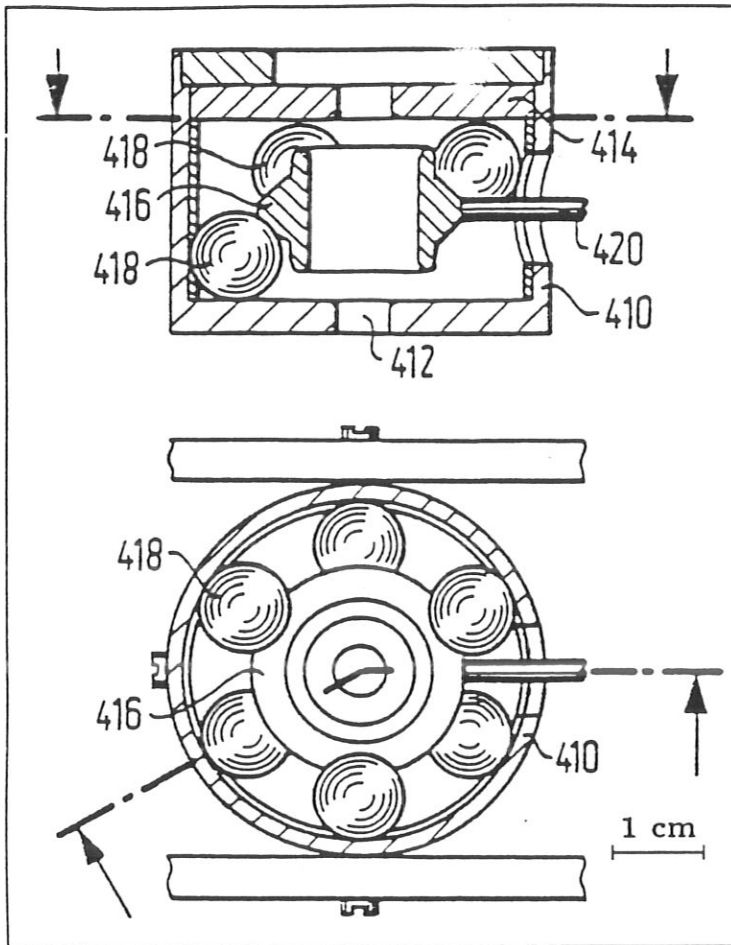


Abb. 4.4: Schematischer Aufbau der Primärstrahl - Einzellinse. Die erste (410) und die letzte Elektrode (414) liegen auf Massepotential. Die Mittelelektrode (416) wird durch sechs Saphirkugeln (418) selbstzentrierend gehalten. Die Hochspannungszuführung (420) erfolgt über eine seitlich im Gehäuse angebrachte Bohrung.

kann diese wegen der geringeren Bildfehler im sogenannten „Accel-Decel-Mode“ betrieben wird. Dies bedeutet, daß die Elektronen erst auf die Mittelelektrode hin beschleunigt und dann wieder abgebremst werden. Da die erste und die letzte Elektrode auf Massepotential liegen, muß die Mittelelektrode für diese Betriebsart positiv gegenüber Masse geschaltet werden. Der Aufbau dieser Einzellinse ist sehr ähnlich zu dem der verwendeten Projektivlinsen und schematisch dargestellt in Abbildung 4.4. Die Mittelelektrode wird durch sechs Saphirkugeln⁴ selbstzentrierend gehalten. Die Hochspannungszuführung erfolgt über eine seitlich im Gehäuse angebrachte Bohrung über Federkontaktstifte. Die Saphirkugeln sind mit sehr hoher Fertigungsgenauigkeit erhältlich und erfüllen gleichzeitig in hervorragender Weise die notwendigen Isolationsanforderungen. Zudem ist eine Reinigung im Falle von Verschmutzung durch Überschläge wesentlich einfacher als bei den üblicherweise verwendeten geschliffenen Präzisionskeramikringen.

⁴C. Giese KG, Industrie-Edelsteine, Hauptstraße 125, 6580 Idar-Oberstein 2

Zwischen der Elektronenkanone und der Primärstrahlilinse ist eine verschiebbare Blendenhalterung angeordnet („aperture diaphragm“). Durch Auswahl einer geeigneten Blende kann die Primärstrahldivergenz definiert werden. Der verschiebbare Blendenhalter selbst ist Teil eines 90° Kugelkondensators. Die Auslenkung erfolgt senkrecht zu der durch Primärstrahl und Sekundärstrahl aufgespannten Ebene und erfüllt zwei Funktionen. Zum einen kann damit der Strahl, ohne die Justierung ändern zu müssen, schnell soweit abgelenkt werden, daß die Probe nicht mehr mit Elektronen beaufschlagt wird. Zum andern ermöglicht das Auslenken des Strahls auf einen Auffänger die Messung des Strahlstromes nach Durchlaufen der Aperturblende.

Für die Trennung von Primärstrahl und Sekundärstrahl ist der Einsatz eines Magnetfeldes erforderlich, das Weichenfunktion übernimmt. Um den Einfluß der fokussierenden und energiedispersiven Eigenschaften auf die beiden Strahlen, Primärstrahl und Sekundärstrahl, so klein wie möglich zu halten, muß der Ablenkwinkel klein gehalten werden. Unter Berücksichtigung der konstruktiven Randbedingungen erweist sich dabei ein Winkel von 20° als günstig. Zwischen der Primärstrahlilinse und dem Magnetfeld ist außerdem ein elektrostatisches Sektorfeld („energy focusing deflector“) angeordnet. Diese Kombination der beiden Sektorfelder ist in der Abbildung 4.5 schematisch dargestellt.

Das elektrostatische Sektorfeld nimmt dabei verschiedene Aufgaben wahr. Die erste davon ist die Kompensation der verbleibenden Energiedispersion des magnetischen Sektorfeldes [Liebl und Senftinger (1991)]. Das Koordinatensystem des elektrischen Feldes ist gekennzeichnet durch die Achsen X_e und Y_e . Der Ursprung liegt dabei im Ablenkkzentrum des Sektorfeldes. Analog dazu ist das Koordinatensystem des magnetischen Sektorfeldes gekennzeichnet durch die Achsen X und Y . Der Ursprung befindet sich ebenfalls wieder im Ablenkkzentrum des Sektorfeldes. Elektronen, die auf der optischen Achse, d.h. mit Eintrittswinkel $\alpha_e = 0^\circ$, in das elektrische Feld mit der Sollenergie eV_2 eintreten, verlassen dieses auf der optischen Achse, die mit der X_e -Achse des $X_e - Y_e$ Koordinatensystems zusammenfällt. Elektronen mit einer leicht unterschiedlichen Energie $e(V_2 + \Delta V)$ folgen den Bahngleichungen

$$Y_e = X_e \lambda \delta, \quad (4.1)$$

wobei $\delta = \Delta V/V_2$ die relative Energieabweichung und $\lambda = \sin(\sqrt{2}\Phi_e)/\sqrt{2}$ den

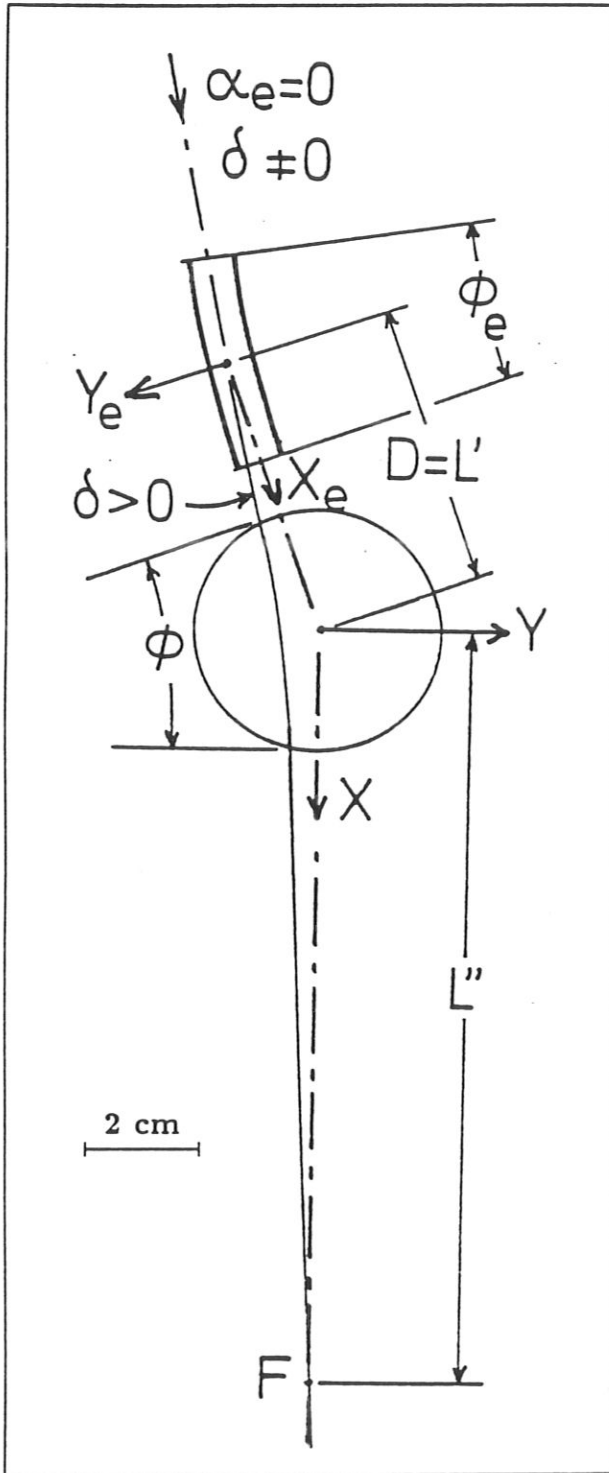


Abb. 4.5: Energiefokussierung im Primärstrahlengang durch Kombination aus elektrostatischem und magnetischem Sektorfeld.

Dispersionsfaktor des elektrostatischen Sektorfeldes eines Zylinderkondensators angibt.

Die Bahngleichung für ein Teilchen nach Durchlaufen des homogenen Magnetfeldes wird nun durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$Y = L'\alpha + X [(1 - L'/f)\alpha + \nu\delta] \quad (4.2)$$

Dabei ist L' der Objektabstand vom Ablenkzentrum des Magnetfeldes, α der Eintrittswinkel, $f = r/\sin \Phi$ die Brennweite des homogenen Magnetfeldes und $\nu = \sin \Phi/2$ der Energiedispersionsfaktor des Magnetfeldes. Die Größen r und Φ geben den mittleren Ablenkradius und den Ablenkwinkel des Magnetfeldes an. Der Eintrittswinkel α ergibt sich aus Gleichung 4.1 unter Beachtung der Vorzeichen zu $\alpha = -\lambda\delta$. Der Objektabstand L' wird so gewählt, daß er mit dem Abstand D der Ablenkzentren zusammenfällt.

Setzt man nun diese Werte von α und L' ein in Gleichung 4.2, so ergibt sich

$$Y = -D\lambda\delta + X [(1 - D/f) \cdot (-\lambda\delta) + \nu\delta] \quad (4.3)$$

Die Trajektorie kreuzt die X -Achse ($Y = 0$) in der Entfernung $X = L''$ am Punkt F . Energiefokussierung bedeutet nun, daß es einen Ort F geben muß, für den unabhängig von δ die Bedingung $Y = 0$ gilt. Einsetzen in Gleichung 4.3 ergibt die folgende Bedingung für den Fall der Energiefokussierung:

$$D/L'' = D/f + \nu/\lambda - 1 \quad (4.4)$$

Diesen Punkt F , an dem die Energiedispersion aufgehoben ist, legt man nun in die hintere Brennebene der Emissionslinse, in den Punkt also, in den die Quelle abgebildet werden muß.

Mit den Parametern für das Mikroskop LISE ist diese Fokussierungsbedingung für einen Ablenkwinkel $\Phi_e = 8^\circ$ im elektrostatischen Feld erfüllt. Da der Ablenkwinkel im magnetischen Sektorfeld $\Phi_m = 20^\circ$ beträgt, ergibt sich der Einfallswinkel in das elektrostatische Sektorfeld zu 12° bezüglich der optischen Achse der Emissionslinse.

Wie bereits erwähnt, dient das elektrostatische Feld einem weiteren Zweck. Dazu ist es in drei voneinander unabhängige Sektionen unterteilt, die potentialmäßig individuell angesteuert werden können. Auf diese Weise kann das Ablenkzentrum

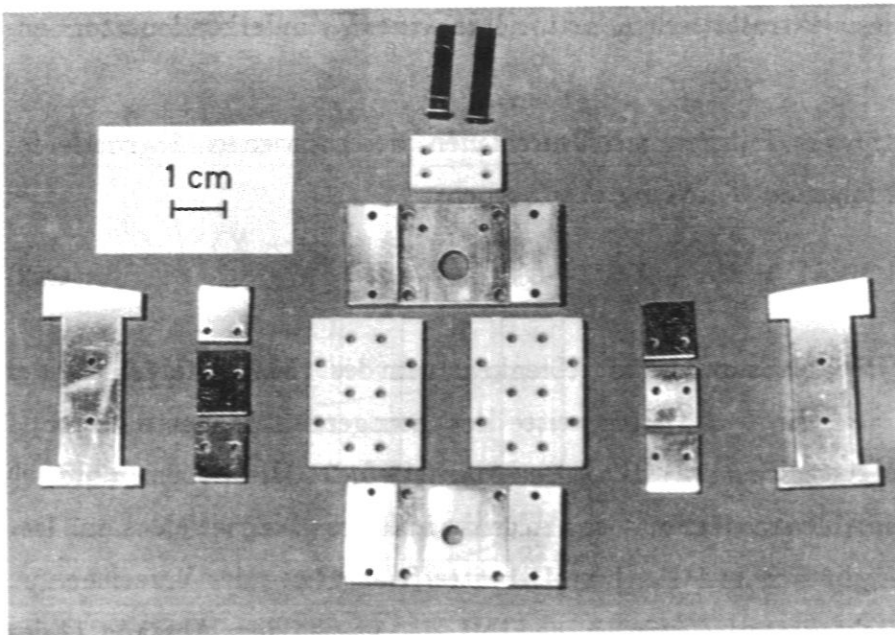


Abb. 4.6: Elektrostatisher Sektorfeldkondensator zerlegt.

entlang der optischen Achse im Eingangsbereich des Sektorfeldes verschoben werden. Die optische Achse am Ausgang des Zylinderkondensators zeigt dabei weiterhin auf das Ablenkzentrum des Magneten. Wird nun die Primärenergie erhöht, ohne die Sekundärenergie verändern zu wollen, so kann die daraus resultierende Änderung des Ablenkwinkels Φ für den Primärstrahl im Magnetfeld durch eine Variation des Ablenkwinkels Φ_e im elektrostatischen Feld kompensiert werden. Ein solcher Betriebsmodus ist beispielsweise dann angebracht, wenn Auger-Spektren von der Probenoberfläche aufgenommen werden sollen. Dabei muß die Primärstrahlenergie und damit verbunden auch die Anregungsenergie um einige 100eV über der Sekundärstrahlenergie liegen können.

Die Einzelteile des Sektorkondensators, insbesondere die drei Plattenpaare, sind auf der Abbildung 4.6 zu sehen.

Da für die Energiefokussierung nur zwei Plattenpaare des Kondensators benötigt werden, steht das dritte Plattenpaar als Ablenkeinheit zur Verfügung. Die Auslenkung erfolgt dabei in der Strahlebene. Ein weiteres Ablenkplattenpaar, das am Ausgang des Kondensators angebracht ist, ermöglicht eine Auslenkung senkrecht zur Strahlebene. Die kombinierte Wirkung dieser beiden Ablenkeinheiten ermöglicht die Verschiebung der Lage des Primärstrahlfokuspunktes in der hinteren Brennebene der

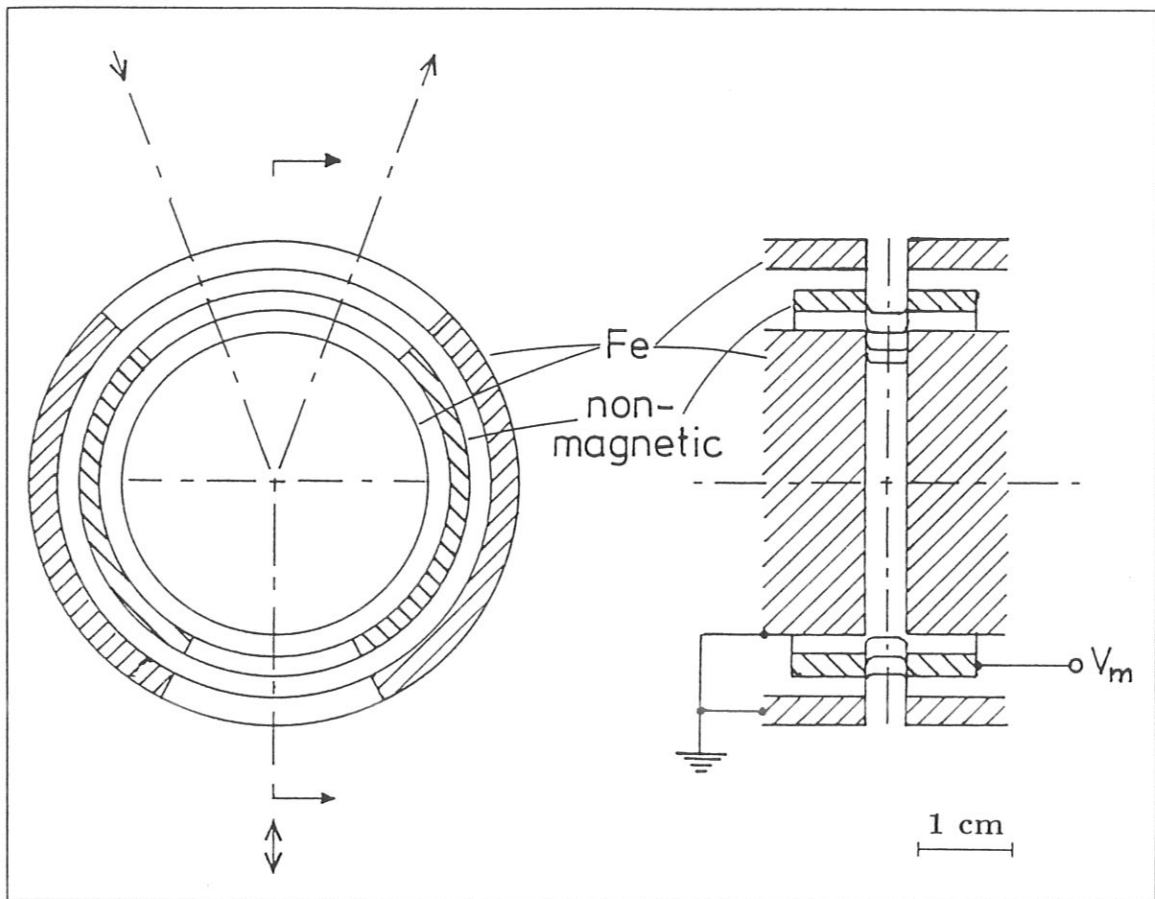


Abb. 4.7: Schematischer Aufbau des stigmatisch abbildenden Auslenkmagneten.

Emissionslinse, ohne direkt den Sekundärstrahlengang zu beeinflussen.

Der Sollbahnablenkradius des Magnetfeldes beträgt 120 mm . Für 15 keV Elektronen ist die erforderliche magnetische Flußdichte $B = 3.4\text{ mT}$. Unter den gegebenen Bedingungen resultiert daraus die Forderung nach $27\text{ Ampere} - \text{Windungen}$ für die Polschuhwicklungen. Die Verlustleistung ist dabei in der Größenordnung von lediglich 0.1 Watt , was keine Ausgasprobleme durch Erwärmung verursacht. Aus dem Ablenkradius des Magneten von 120 mm ergibt sich die Brennweite des magnetischen Feldes zu 350 mm für die Ebene der gekrümmten optischen Achse. Da es in der dazu senkrechten Ebene keine fokussierenden Eigenschaften gibt, resultiert daraus eine astigmatische Abbildung sowohl für den Primärstrahl als auch für den Sekundärstrahl. Um dies zu vermeiden ist zwischen den Polschuhen und dem Herzog-Shunt [Herzog(1935)] des Magneten eine Ringelektrode aus unmagnetischem Material angebracht. Sowohl der Herzog-Shunt als auch die Ringelektrode sind an den Eintritts- und Austrittspositionen der Strahlachsen geschlitzt. Die Herzog-

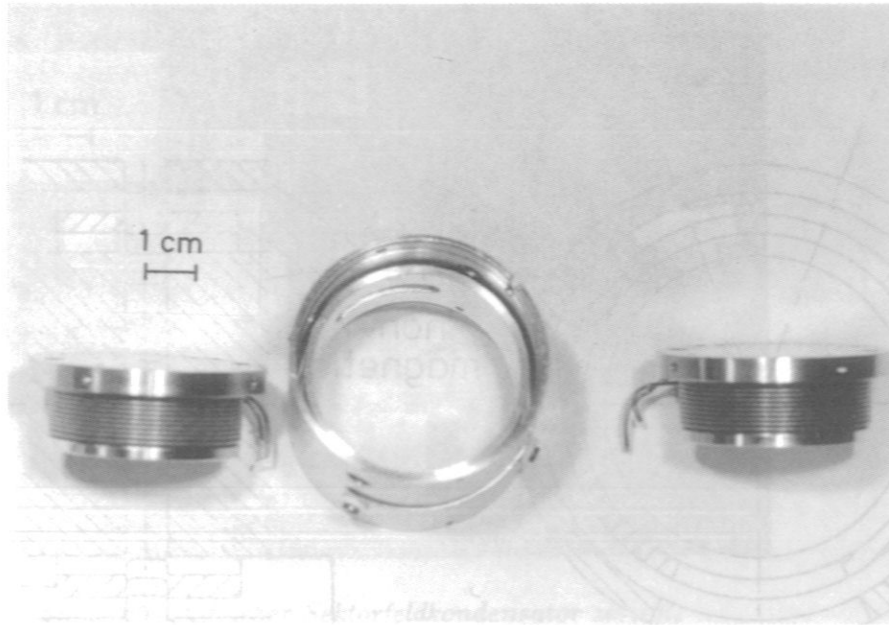


Abb. 4.8: Magnetische Weiche in zerlegtem Zustand. Deutlich zu erkennen sind die montierte Ringelektrode aus Aluminium und die mit Kapton isolierten Polschuhwicklungen.

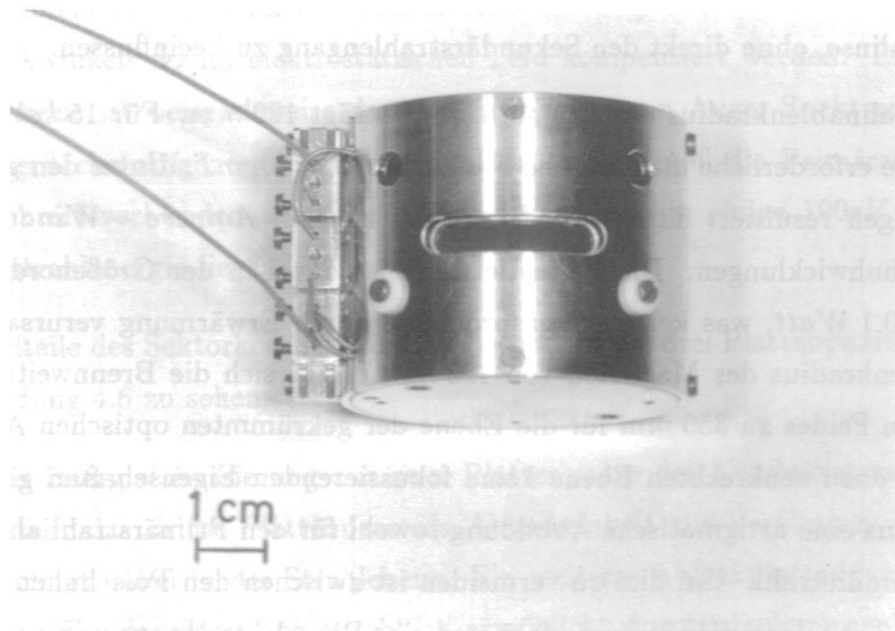


Abb. 4.9: Magnetische Weiche in montiertem Zustand.

Shunts sind in der üblichen Weise eingesetzt, um eine bessere Randfeldfixierung zu erreichen. Dieser Aufbau ist in der Abbildung 4.7 schematisch dargestellt. Eine Fotografie der zerlegten magnetischen Weiche gibt die Abbildung 4.8 wieder. Deutlich sichtbar sind die montierte Ringelektrode aus Aluminium und die mit Kapton isolierten Polschuhwicklungen.

Legt man eine Spannung an die unmagnetische Ringelektrode, so wird der Strahl bei Eintritt in und Austritt aus dem Magnetfeld fokussiert. Die Fokussierung wirkt aufgrund der Feldverteilung nur senkrecht zur Ebene der radialen Fokussierung durch den Magneten. Durch geeignete Spannungswahl kann die Linsenstärke der Ringelektrode so gewählt werden, daß sie betragsmäßig derjenigen des Magnetfeldes entspricht [Liebl und Senftinger (1991)]. Auf diese Weise kann eine astigmatische Abbildung verhindert werden.

4.3 Die Sekundärabbildungssäule

Die hier beschriebene Sekundärabbildungssäule, meist Hauptabbildungssäule genannt, ist in der Lage, die Oberfläche vergrößert abzubilden. Der nutzbare Vergrößerungsbereich liegt dabei zwischen 1500-fach und 10000-fach. Die Abbildung kann sowohl mit reflektierten als auch mit emittierten Elektronen erfolgen. Für die Emissionsmikroskopie steht hauptsächlich die Photoemission als erzeugender Mechanismus zur Verfügung, da die thermische Emission bei den Materialien mit hoher Austrittsarbeit gemäß der Richardson-Gleichung eine sehr hohe Proben temperatur erfordern würde. Wollte man ausschließlich Emissionsmikroskopie durchführen, wäre eine Strahlentrennung mittels einer Weiche nicht erforderlich und es bestünde daher die Möglichkeit einer Abbildung mit gerader optischer Achse.

Die Emissionslinse mit einer Brennweite von 11 mm bildet ein erstes Zwischenbild der Oberfläche im Ablenkzentrum des Magneten mit 12-facher Vergrößerung. Im weiteren Verlauf der Abbildung ist es nun erforderlich, ein Energiefilter zu durchlaufen, um störenden Untergrund im Bild zu reduzieren und die chromatischen Fehler der Abbildung klein zu halten. Als Filter bieten sich dabei dispersive Energiefilter in Form eines Kugelkondensatorsektorfeldes an. Die Forderung nach möglichst kleinem sphärischen Fehler hat zur Folge, daß das nächste Zwischenbild nun im Ab-

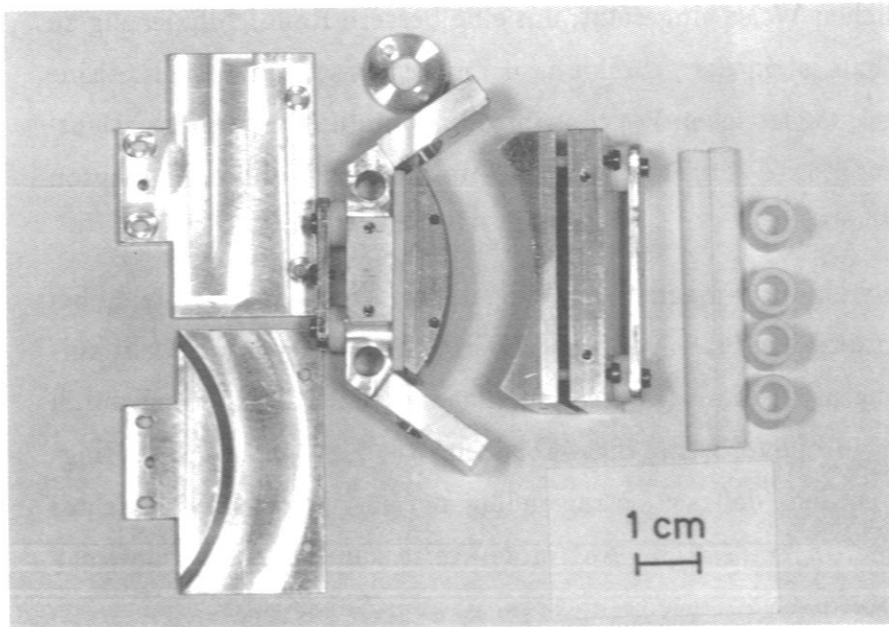


Abb. 4.10: Energiefilter im Sekundärstrahlengang in teilweise zerlegtem Zustand.

lenkzentrum des Energiefilters liegen muß. Als Energiefilter dient ein 70° Sektorfeld. Eine Fotografie des Energiefilters in teilweise zerlegtem Zustand gibt Abbildung 4.10 wieder.

Um für eine angestrebte Energieauflösung von $\Delta E = 1 \text{ eV}$ die notwendigen Kugelnradien und Feldstärken in vernünftigen Größenordnungen halten zu können, erfolgt die Abbildung aus dem Ablenkzentrum des Magneten in das Ablenkzentrum des Energiefilters durch eine 5 : 1 Bremslinse („decel lens“). Diese bringt zusätzlich eine 3.4-fache Vergrößerung ein. Die Bremslinse ist als Rohrlinse ausgebildet und schematisch in der Abbildung 4.11 dargestellt. Die optischen Eigenschaften solcher einfachen Linsen können der Veröffentlichung von Read et al. entnommen werden [Read (1971)]. In den Bremslinsenaufbau ist zusätzlich ein verschiebbarer Blendenhalter für die Kontrastblende („contrast diaphragm“) integriert.

Durch die kombinierte Wirkung von magnetischem Sektorfeld und der 5 : 1 Bremslinse wird die hintere Brennebene der Emissionslinse auf die Kontrastblende abgebildet, die gleichzeitig identisch ist mit der Eintrittsblende des Kugelkondensators. Auf diese Weise wird auch das LEED-Bild, das in der Fokalebene der Linse entsteht, auf die Kontrastblende abgebildet. Die Tatsache, daß am Ort dieses Bildes eine verschiebbare Blende eingebracht werden kann, ermöglicht es, aus dem LEED-

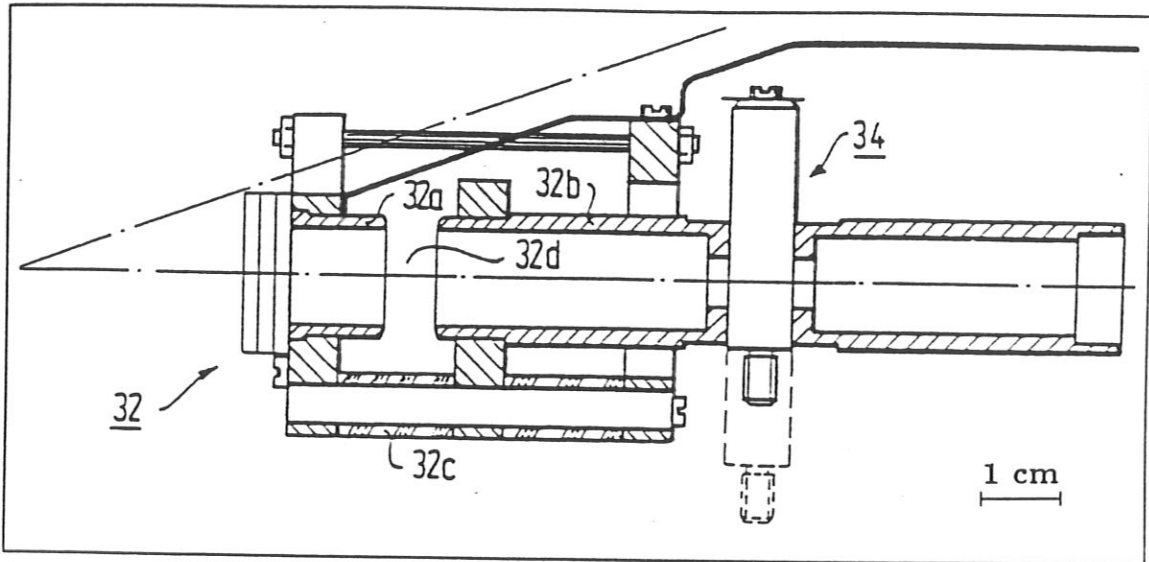


Abb. 4.11: Schematischer Aufbau der 5 : 1 Bremslinse im Sekundärstrahlengang mit integrierter verschiebbarer Kontrastblendenhalterung.

Beugungsbild einzelne Reflexe durch eine geeignete Blendenwahl zu selektieren und für die weitere Abbildung heranzuziehen. Dies ist entscheidend für die Möglichkeit der Ausnutzung des Beugungskontrastmechanismus.

Die Eintrittsblende des Energiefilters wiederum wird durch den Kugelkondensator auf die Austrittsblende abgebildet, deren Größe ΔE bestimmt. An das Energiefilter schließt sich eine 1 : 5 Beschleunigungslinse („accel lens“) an, die die Transferenergie wieder auf den Sollwert anhebt. Der Aufbau dieser Beschleunigungslinse ist in Abbildung 4.12 schematisch dargestellt. Eine Fotografie dieser Beschleunigungslinse findet sich in der Abbildung 4.13. In diese Linse ist zusätzlich ein verschiebbarer Blendenhalter für die Austrittsblende integriert.

Die Beschleunigungslinse ist als Rohrlinse mit drei Elektroden aufgebaut, so daß die Brennweite und die Lage der Hauptebene variiert werden kann, ohne die Eintritts- oder Austrittsenergie verändern zu müssen. Die Linse kann daher so eingestellt werden, daß entweder das Ablenkzentrum des Kugelkondensators mit dem Bild der Oberfläche oder aber die Energieblende am Ausgang des Kondensators mit dem LEED-Bild in die Gegenstandsebene der ersten Projektivlinse abgebildet wird.

Die insgesamt zwei Projektivlinsen bilden ein stark vergrößertes Bild auf dem Detektor ab. Bei diesem handelt es sich um einen zweistufigen Kanalplattenbildverstärker mit Faseroptikausgang. Die aktive Fläche weist einen Durchmesser von 40 mm auf.

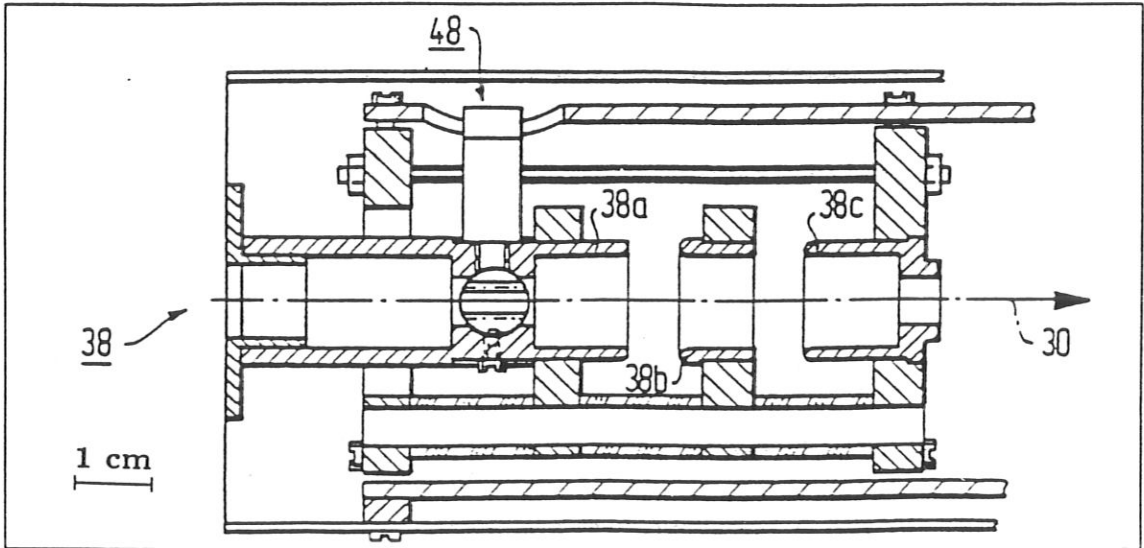


Abb. 4.12: Schematischer Aufbau der 1 : 5 Beschleunigungslinse im Sekundärstrahlengang mit integrierter verschiebbarer Energieblendenhalterung.

Der Bildverstärker selbst und seine Eigenschaften sind in Kapitel 4.7 ausführlich beschrieben. Für die Abbildung der Oberfläche ergibt sich dabei eine maximale Vergrößerung von 10000-fach. Die Abbildung des LEED-Bildes erfolgt mit maximal 300-facher Vergrößerung.

Die Energiedispersion des Kugelkondensators an der Energieblende ist durch folgende Beziehung gegeben:

$$Y_e = 2r_e 5\delta = 10r_e \delta \quad (4.5)$$

Dabei gibt $r_e = 36 \text{ mm}$ den Sollbahnradius des Kugelkondensators an. Der Faktor 5 ergibt sich aus der Abbremsung durch die 5 : 1 Bremslinse, die die Transferenergie durch den Kugelkondensator entsprechend herabsetzt. Die relative Energieabweichung δ bezieht sich auf die Transferenergie außerhalb des Filterbereiches. Beide Blenden des Energiefilters, sowohl Eintritts- wie auch Austrittsblende, sind auf verschiebbaren Blendenhaltern montiert, die in den Bremslinsen- bzw. Beschleunigungslinsenaufbau integriert sind. Durch Verschieben des Blendenhalters kann zwischen jeweils vier verschiedenen Blenden ausgewählt werden. Die Variation des Blendendurchmessers ermöglicht es, die maximale Transversalenergie eV_a und die transmittierte Energiebreite $e\Delta V_0$ zu bestimmen. Unter typischen Betriebsbedingungen kann dabei eine Energieauflösung von 1 eV erreicht werden. Dieses Energiefenster ist einerseits ausreichend für die Abtrennung von inelastisch reflek-

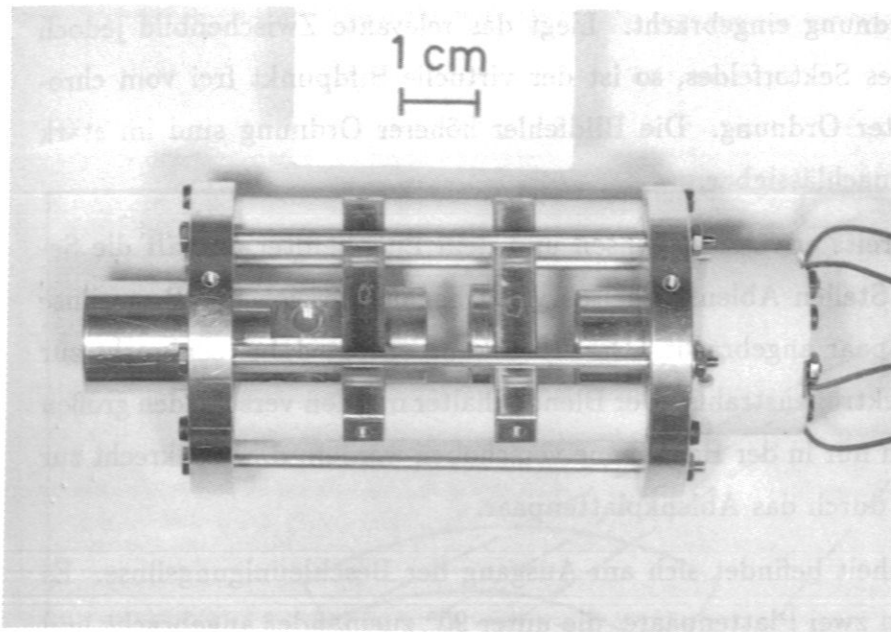


Abb. 4.13: Die Beschleunigungslinse ohne eingebauten Blendenhalter. Der Strahldurchgang erfolgt von links nach rechts. Am Ausgang sind zusätzlich zwei senkrecht zueinander stehende Ablenkplattenpaare integriert.

tierten Elektronen und Sekundärelektronen, transmittiert andererseits aber die volle natürliche Energiebreite der elastisch reflektierten Elektronen.

Wie bereits mehrfach erwähnt, sind die Zwischenbilder der Oberfläche im Verlauf der Abbildung so eingerichtet, daß sie in den Ablenkzentren der Sektorfelder liegen. Der Grund dafür ist, daß auf diese Weise die bei der Abbildung durch Sektorfelder generell auftretenden sphärischen Fehler zweiter Ordnung und die transversalen chromatischen Fehler erster Ordnung in diesem Fall nicht in die Zwischenbilder der Oberfläche eingebracht werden [Liebl und Senftinger (1991)]. Die Abbildung 4.14 zeigt dieses Verhalten für die sphärischen Fehler zweiter Ordnung. Liegt der reelle Bildpunkt am Ausgang des Sektorfeldes, so tritt der sphärische Fehler auf und geht in die weitere Abbildung ein. Liegt der Bildpunkt jedoch im Ablenkzentrum des elektrischen oder magnetischen Sektorfeldes, so ist der für die weitere Abbildung relevante virtuelle Bildpunkt frei von diesem Fehler. Analog dazu stellt die Abbildung 4.15 die Situation für die transversalen chromatischen Fehler im elektrischen oder magnetischen Sektorfeld dar. Dient für die weitere Abbildung ein reeller Bildpunkt außerhalb des Sektorfeldes als Gegenstandspunkt, so wird die chromatische

Aberration erster Ordnung eingebracht. Liegt das relevante Zwischenbild jedoch im Ablenkzentrum des Sektorfeldes, so ist der virtuelle Bildpunkt frei vom chromatischen Fehler erster Ordnung. Die Bildfehler höherer Ordnung sind im stark vergrößerten Bild vernachlässigbar.

Zusätzlich zu den bereits erwähnten Linsen und dem Energiefilter enthält die Sekundärsäule an zwei Stellen Ablenkeinheiten. Im Eingangsbereich der Bremslinse ist ein Ablenkplattenpaar angebracht. Die Ablenkung erfolgt dabei senkrecht zur Sollbahnebene des Elektronenstrahls. Der Blendenhalter mit den verschieden großen Kontrastblenden kann nur in der Bahnebene verschoben werden, d.h. senkrecht zur Auslenkungsrichtung durch das Ablenkplattenpaar.

Die zweite Ablenkeinheit befindet sich am Ausgang der Beschleunigungslinse. Es handelt sich dabei um zwei Plattenpaare, die unter 90° zueinander angebracht und individuell ansteuerbar sind. Mit ihrer Hilfe kann das Zwischenbild in der Gegenstandsebene der ersten Projektivlinse auf die optische Achse gebracht werden.

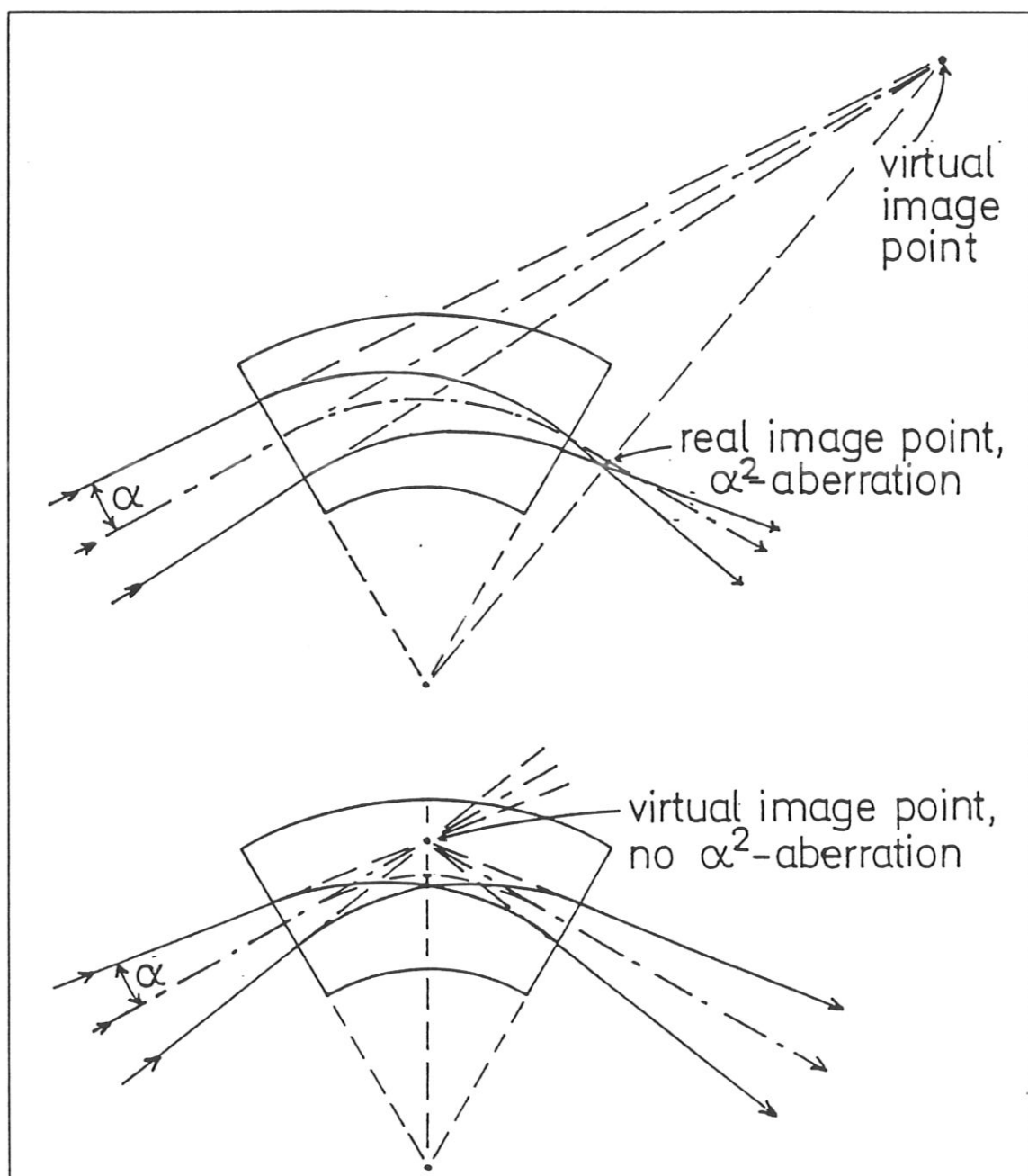


Abb. 4.14: Aufhebung des sphärischen Fehlers zweiter Ordnung (α^2 -Aberration) für das elektrische oder magnetische Sektorfeld.

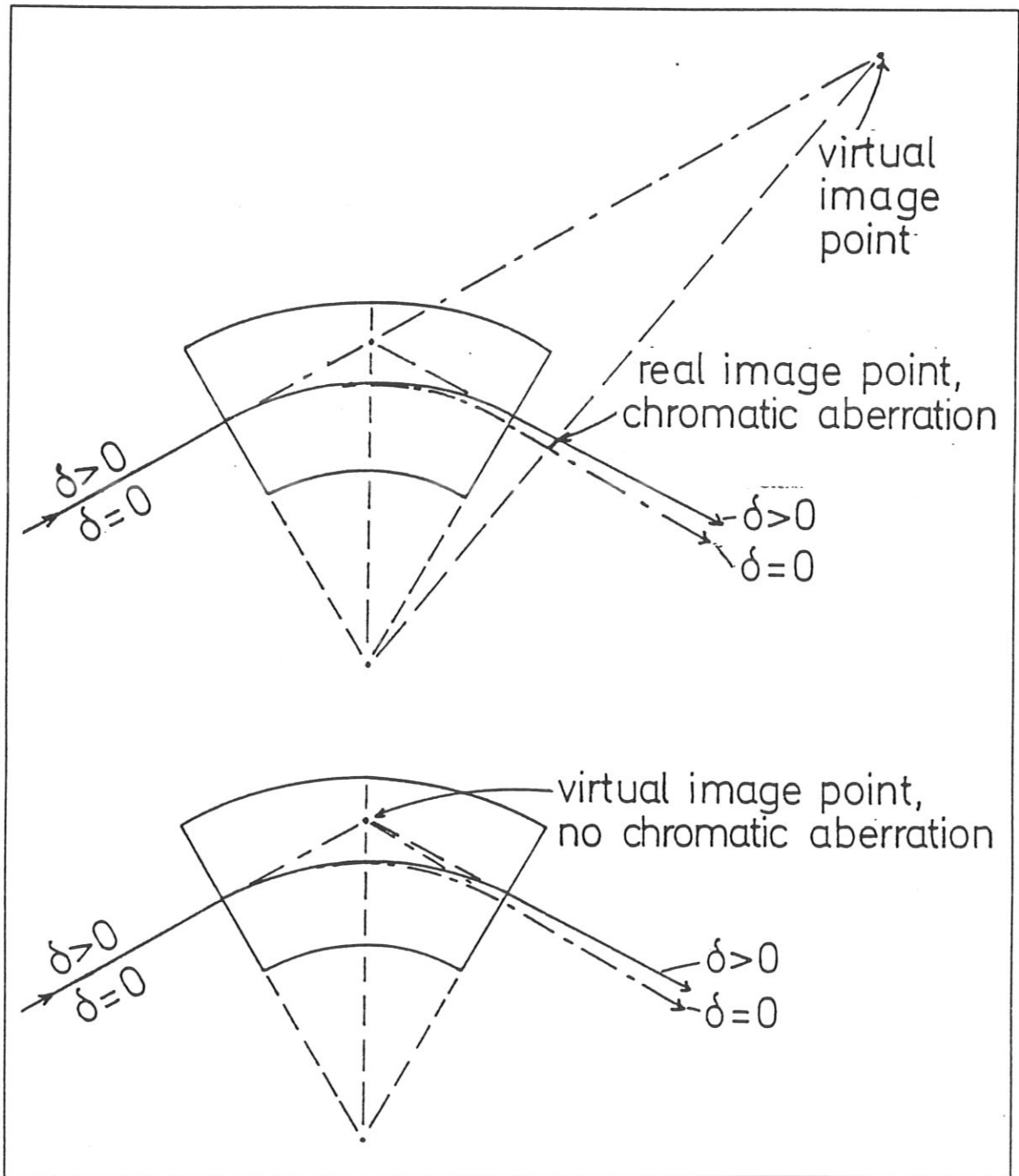


Abb. 4.15: Aufhebung der transversalen chromatischen Aberration erster Ordnung für das elektrische oder magnetische Sektorfeld. Die relative Energieabweichung wird mit δ angegeben.

4.4 Die Emissionsmikroskopiesäule

Verzichtet man auf die Abbildung mit elastisch reflektierter Elektronen, so läßt sich mit Hilfe von emittierten Elektronen die Oberfläche durch eine Abbildungssäule mit gerade verlaufender optischer Achse abbilden. Eine solche Anordnung ist wesentlich einfacher zu justieren als die Hauptabbildungssäule und einfach in das Niederenergiemikroskop zu integrieren. Die Stromrichtung in den Polschuhwicklungen des Magneten muß dabei umgekehrt werden, um eine Kompensation des remanenten Feldes zu ermöglichen. Das Zwischenbild der Oberfläche wird bei dieser Betriebsart nicht in das Ablenkzentrum des Magneten, sondern in die Gegenstandsebene einer Projektivlinse abgebildet, die identisch zu den Projektivlinsen der Hauptabbildungssäule aufgebaut ist. Die Visualisierung des Elektronenbildes erfolgt wiederum über einen zweistufigen Kanalplattenbildverstärker analog zur Hauptabbildungssäule. Der Durchmesser der aktiven Fläche ist dabei allerdings aus Kostengründen auf 25 mm begrenzt. Diese direkte Abbildungssäule ist in ihren Eigenschaften vergleichbar mit einem kompakten UHV-Photoemissionselektronenmikroskop, wie es von Engel et al. [Engel (1991)] entwickelt wurde.

Die Abbildung 4.16 zeigt eine Fotografie der montierten Komponenten der verschiedenen Abbildungssäulen. Die Emissionslinse ist dabei entfernt worden. Am unteren Bildrand ist der unter 45° stehende durchbohrte Planspiegel der Lichtoptik zu erkennen. Der zweite, klappbare Spiegel ist nicht zu erkennen, da er auf der demontierten Deckplatte befestigt ist. Oberhalb des Spiegels ist die magnetische Weiche als Knotenpunkt des „Y“-förmigen Aufbaus von Primärstrahl und Sekundärstrahl zu erkennen. Der linke Zweig beinhaltet vom Magnetfeld ausgehend der Reihe nach den Sektorfeldkondensator, die Primärstrahleinzellinse und den 90°-Auslenker mit der verschiebbaren Halterung für die Primärstrahlblende. Die erste Komponente des rechten Zweiges vom Magnetfeld ausgehend ist die Bremslinse mit eingebautem Ablenkplattenpaar. Daran schließt sich der 70°-Kugelkondensator als Energiefilter an. Ganz oben im Bild ist die Projektivlinse der Emissionsmikroskopiesäule zu erkennen.

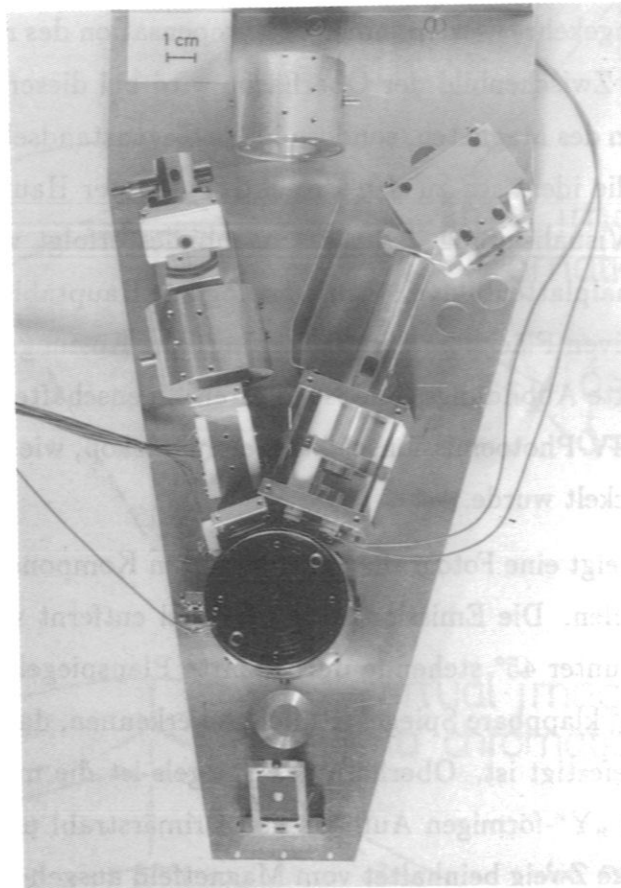


Abb. 4.16: Die Komponenten der verschiedenen Abbildungssäulen, allerdings ohne Emissionslinse.

4.5 Die Emissionslinse

Das wichtigste elektronenoptische Element eines LEEM ist die Emissionslinse. Die von ihr eingebrachten Bildfehler bestimmen im wesentlichen das Auflösungsvermögen des Gerätes, da eine konsequente Vergrößerung über alle nachfolgenden Abbildungsstufen erfolgt. Die Emissionslinse ist eine elektrostatische Tetrodenlinse, aufgebaut aus einem Beschleunigungsfeld und einer nachfolgenden Einzellinse. Die theoretischen Grundlagen für das Verständnis der Wirkungsweise einer solchen Linse und deren Einfluß auf die Qualität der Abbildung wurden in Kapitel 3 ausführlich betrachtet.

Der Aufbau der Emissionslinse ist in der Abbildung 4.17 schematisch dargestellt. Eine Fotografie der fertig montierten Emissionslinse findet sich in Abbildung 4.18.

Um die Aberrationen möglichst klein zu halten, beträgt die elektrische Feldstärke an der Probenoberfläche bis zu 10 kV/mm . Die Probe liegt dabei auf einem negativen Potential gegenüber Masse, das betragsmäßig nahe der Transferenergie liegt. Die Energie der auftreffenden oder am Potentialfeld vor der Probe gespiegelten Elektronen wird durch die Potentialdifferenz zwischen Emitter und Probe unter Berücksichtigung der Austrittsarbeitsunterschiede bestimmt.

Von der Probe emittierte oder reflektierte Elektronen werden von der Oberfläche weg in Richtung der ersten Elektrode beschleunigt. Im Anschluß daran durchlaufen sie die Mittelelektrode in Richtung der geerdeten Endelektrode. Die erste Elektrode liegt dabei potentialmäßig in der Nähe von Masse.

Die Einzellinse wird im „Decel-Accel-Modus“ betrieben, da die hohen Feldstärken den mit kleineren Abbildungsfehlern behafteten „Accel-Decel-Modus“ nicht gestatten. Die Elektronen werden folglich stark abgebremst und danach wieder hin zur Endelektrode beschleunigt. Die Brennweite der Emissionslinse beträgt 11 mm . Die Elektroden der Einzellinse müssen dabei so geformt sein, daß die beiden Spiegel des Schwarzschild-Objektivs integriert werden können. Die daraus resultierenden Einschränkungen in der Elektrodenform müssen sorgfältig berücksichtigt werden, um keine entscheidenden Einbußen an Auflösungsvermögen hinnehmen zu müssen.

Die Eigenschaften solch komplexer Linsenstrukturen sind dabei nur über numerische

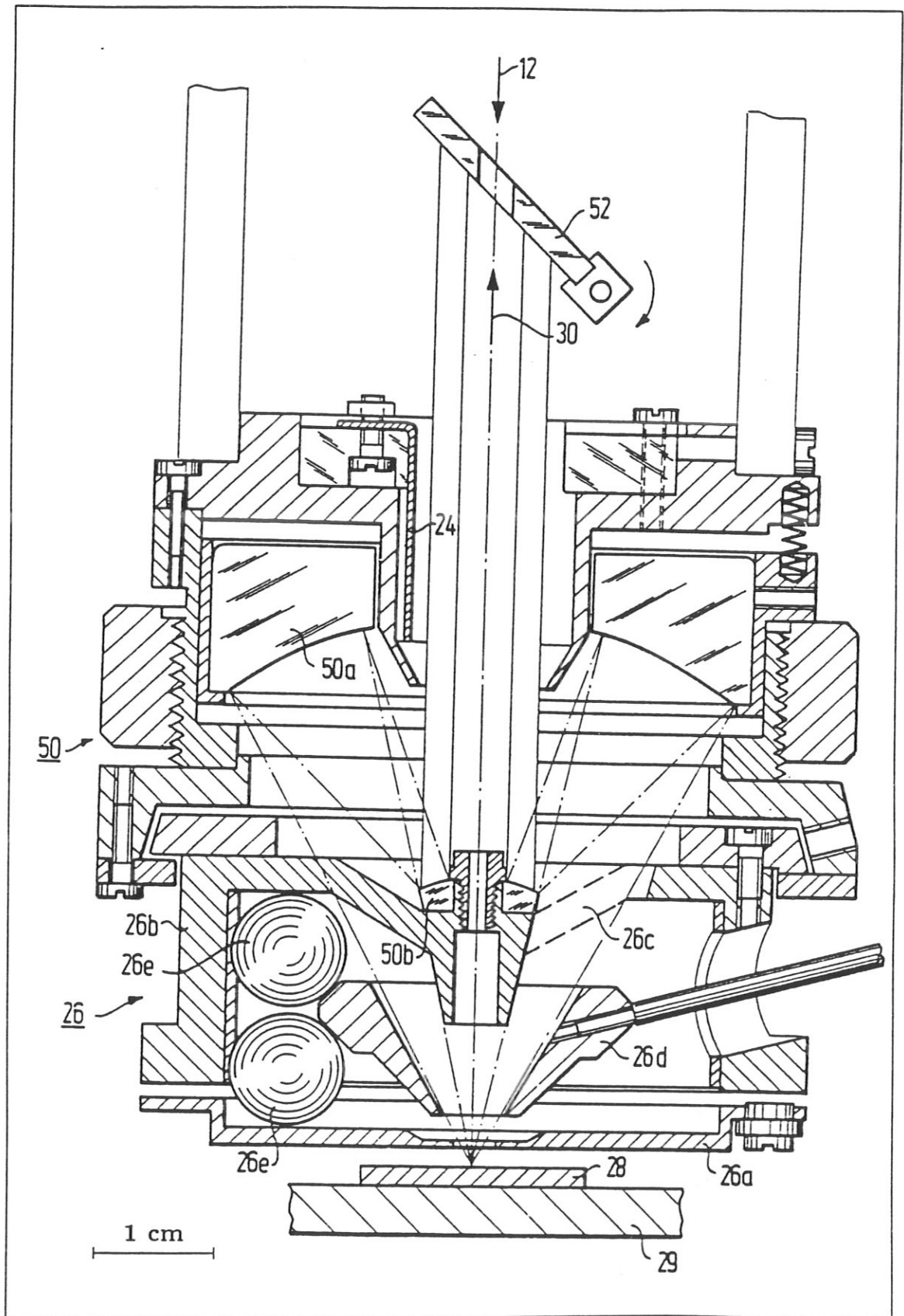


Abb. 4.17: Schematischer Aufbau der Emissionslinse mit Spiegelobjektiv und Oktopolstigmator. Die Beschleunigung erfolgt von der Probe (28) zur ersten Elektrode (26a) der Einzellinse, dann durch die Mittelelektrode (26d) zur Endelektrode (26b, 26c), die auf Massepotential liegt. Die Mittelelektrode wird selbstzentrierend über sechs Saphirkugeln gehalten, die gleichzeitig für den isolierten Aufbau sorgen. Die Hochspannungszuführung erfolgt über einen Kontaktstift durch eine seitlich im Gehäuse angebrachte Bohrung. Die sphärischen Spiegel der Schwarzschild-Optik (50a, 50b) sind zu Justierzwecken axial und lateral gegeneinander verschiebbar. Für die UV-Beleuchtung der Probe muß der durchbohrte Planspiegel (52) aus dem Strahlengang herausgeklappt werden. Er wird lediglich für die lichtmikroskopische Betrachtung der Oberfläche benötigt. Direkt an die Einzellinse schließt sich der Oktopolstigmator (24) an.

Rechnungen⁵ zugänglich und optimierbar. Das Ergebnis einer solchen Potentialfeldberechnung ist in Abbildung 4.19 in Form von Äquipotentiallinien dargestellt. Diese sind im Abstand von jeweils 1000 Volt aufgetragen. Die karierten Bereiche stellen die Elektroden dar, zu denen die Probe selbst auch gehört. Der Bohrungsdurchmesser in der ersten Elektrode ist, bedingt durch die Schwarzschildoptik, unverhältnismäßig groß im Vergleich zum Probenabstand. Das läßt starke Felddurchgriffe und damit Verzerrungen des homogenen Beschleunigungsfeldes erwarten, was aus der Abbildung 4.19 auch deutlich zu ersehen ist. Durch geeignete Formgebung der Elektroden kann jedoch ein negativer Einfluß auf die Abbildungsqualität im Rahmen der angestrebten Auflösung verhindert werden. Die Elektroden der Emissionslinse sind in der Abbildung 4.20 dargestellt.

Direkt an die Emissionslinse schließt sich ein Oktopolstigmator an. Dieser besteht aus vier einander gegenüberliegenden Plattenpaaren die um jeweils 45° versetzt angeordnet sind. Jede einzelne Platte kann potentialmäßig individuell angesteuert werden. Der Einsatz eines solchen Stigmatoren ist notwendig, um Bildfehler zu eliminieren, die durch astigmatische Abbildung bedingt sind. Allgemein versteht man dabei unter astigmatischer Abbildung den Effekt, daß von einem Punkt unter gleichem Winkel zur optischen Achse ausgehende Strahlen aus verschiedenen Azimuten

⁵Programm SIMION von D.A. Dahl und J.E. Delmore, verfügbar über das Idaho National Engineering Laboratory

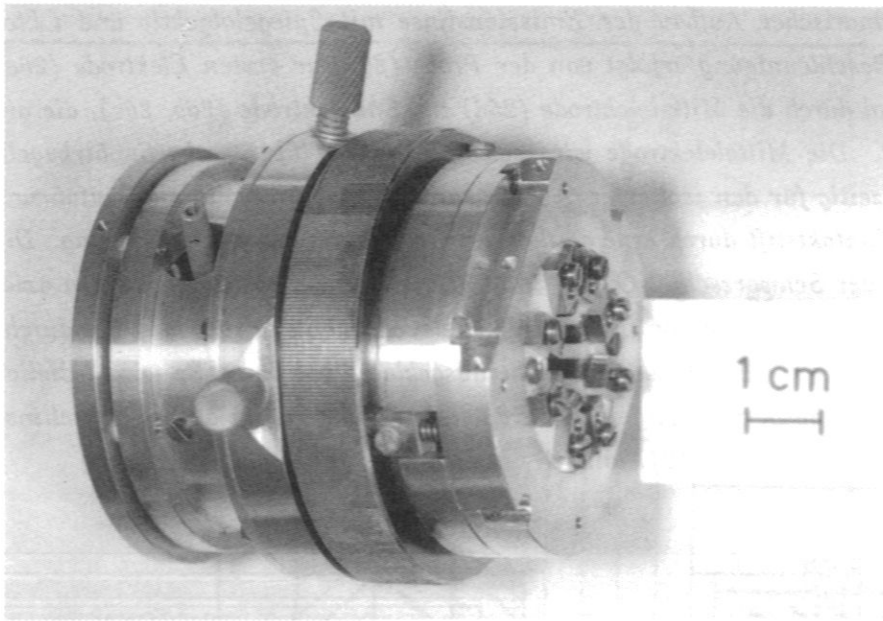


Abb. 4.18: Die komplett montierte Emissionslinse. Auf der rechten Bildseite sind die Platten des Oktopolstigmators zu erkennen.

nicht an einem gemeinsamen Punkt fokussiert werden. Dies kann durch Elliptizität des fokussierenden Feldes, Fehlstellungen der Linsenelemente, isolierende Verunreinigungen und verschiedene andere Faktoren verursacht werden. Ein Stigmator korrigiert diesen Astigmatismus dadurch, daß der Strahl in dem Azimut, in dem die Bildweite zu groß ist, etwas stärker konvergiert. Analog dazu wird in dem Azimut, in dem die Bildweite zu kurz ist, die Konvergenz erniedrigt. Die Beeinflussung der Konvergenz erfolgt über das Anlegen geeigneter Potentiale an die einzelnen Platten. Um den Astigmatismus in allen Azimuten vernünftig korrigieren zu können sind mindestens drei Plattenpaare notwendig, die unter jeweils 120° zueinander angeordnet sind. Obwohl theoretisch ein Oktopolstigmator mit vier Plattenpaaren noch besser geeignet ist, macht sich dies in der Praxis meist nur unwesentlich bemerkbar.

Beim Betrieb eines Stigmators sind gegenüberliegende Platten meist elektrisch verbunden. Dies verhindert eine unbeabsichtigte Auslenkung des Strahls und reduziert die Anzahl der notwendigen Spannungszuführungen auf die Hälfte. Die Korrektur des Astigmatismus erfolgt durch geeignete Wahl der Spannungen an diesen Plattenpaaren. Da sie nicht unabhängig voneinander sind, kann eine Korrektur durch lediglich zwei Parameter erfolgen, der Amplitude und der Phasenbeziehung. Eine relativ einfach zu handhabende Realisierung der Ansteuerung ist über Schleifkon-

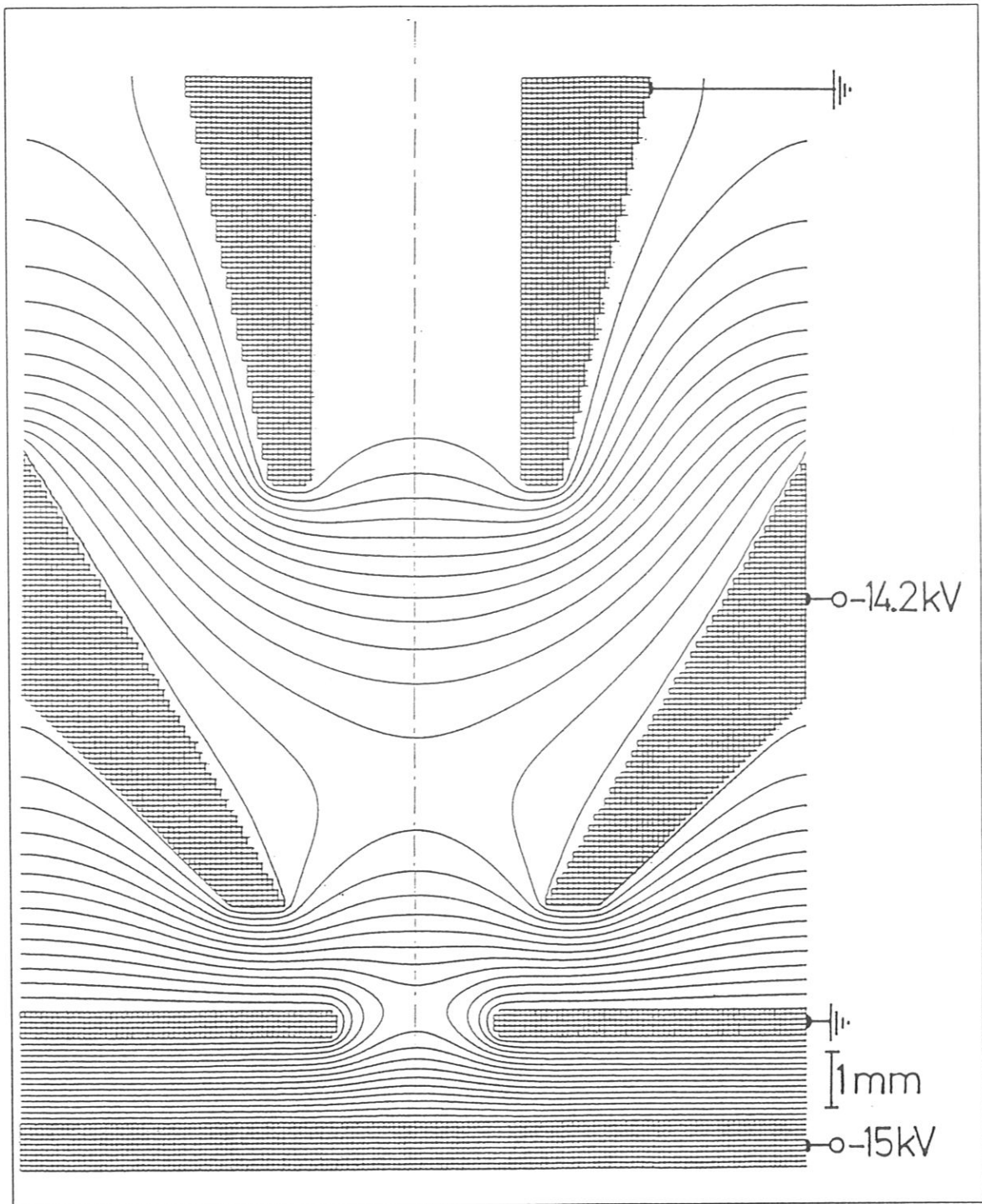


Abb. 4.19: Potentialverteilung in der Emissionslinse. Die Äquipotentiallinien sind im Abstand von 1000 Volt aufgetragen. Die Brennweite f beträgt 11 mm.

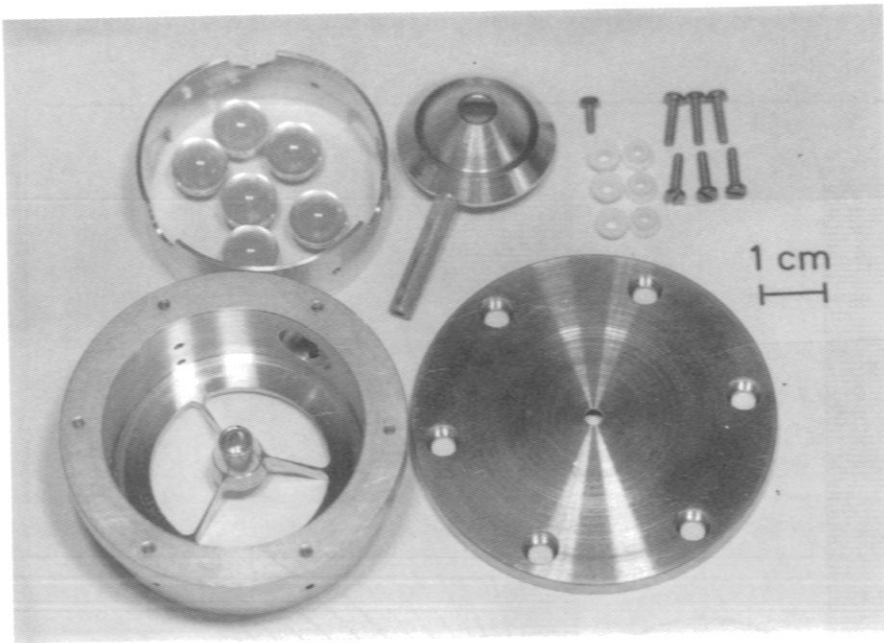


Abb. 4.20: Die Hauptkomponenten der Emissionslinse. Links unten ist die Endelektrode und rechts unten die Eingangelektrode abgebildet. Die Mittelelektrode mit Hochspannungskontaktstift liegt oben in der Mitte. Oben links sind die zur Isolierung verwendeten Saphirkugeln mit Kugelkäfig zu sehen.

taktabgriffe auf ringförmig angeordneten Widerstandsschichten möglich [Rempfer (1991)].

Steuert man die einzelnen Platten eines Stigmators getrennt an, so ergibt sich die zusätzliche Möglichkeit einer Strahlauslenkung. Ein solches Verfahren wurde bei dem hier beschriebenen Gerät realisiert. Der durch die Auslenkung selbst eingebrachte Astigmatismus kann in die Korrektur mit einbezogen werden. Für den experimentellen Einsatz bietet es sich an, die Funktionen Auslenkung und Astigmatismuskorrektur getrennt zu betrachten und sukzessiv zu optimieren. Die Potentiale auf gegenüberliegenden Plattenpaaren setzen sich aus zwei Anteilen zusammen. Der Anteil der Astigmatismuskorrektur ist nach Betrag und Vorzeichen für beide Platten identisch. Für die reine Auslenkung sind die einzelnen Plattenanteile betragsmäßig ebenfalls gleich, unterscheiden sich jedoch im Vorzeichen, so daß das Achsenpotential unverändert bleibt und damit keine zusätzliche Linsenwirkung im Sinne der Gaußschen Abbildung eingeführt wird.

Die Addition der beiden Anteile liefert das für eine bestimmte Platte geeignete Po-

tential. Obwohl sich der Ansteuerungsaufwand beträchtlich erhöht, gewinnt man auf diese Weise einige entscheidende, im nachfolgenden noch näher erläuterte Vorteile.

Ist die Probenoberfläche nicht planparallel zur ersten Elektrode, so hat dies zur Konsequenz, daß das Zwischenbild eines Punktes auf der optischen Achse nicht wieder auf dieser Achse liegt. Bei entsprechend starker Vergrößerung wird die Achsenabweichung verstärkt und führt dazu, daß die Information bereits vor dem Bildverstärker aus dem Gesichtsfeldbereich verschwindet, d.h. verloren geht.

Da Primärsäule und Sekundärsäule gemeinsame abbildende Elemente haben, wirkt eine Justierung dieser Elemente sowohl auf den Primärstrahl als auch auf den Sekundärstrahl. Die Justierung der Sekundärsäule ist unabhängig von der Primärsäule möglich, falls die Photoemission ausgenutzt wird. Beleuchtet man die Probe großflächig, so emittiert diese über einen entsprechend weiträumigen Bereich, und auch die Zwischenbilder sind groß. Auf diese Weise steht auch bei Fehlstellung der Probe auf der optischen Achse meist Bildinformation zur Verfügung, die für die weitere Abbildung und Justierung der optischen Elemente herangezogen werden kann. Im Anschluß daran ist eine sukzessive Verbesserung der Probenstellung relativ einfach möglich.

Die Beleuchtung der Oberfläche durch die Schwarzschildoptik führt zu einem sehr kleinen beleuchteten und damit auch emittierenden Fleck. Das Zwischenbild ist zu Beginn der Justierarbeiten meist so weit von der optischen Achse entfernt, daß keine Bildinformation, die für die Justierung erforderlich ist, bis zum Leuchtschirm transportiert wird. In diesem Fall ist es zwingend erforderlich, das Zwischenbild elektrisch auf die optische Achse bringen zu können, um weitere Justierarbeiten zu ermöglichen. Erst im Anschluß daran ist eine sukzessive Verbesserung der Probenstellung möglich.

4.6 Die Elektronenquelle

Eine Auswahl der geeigneten Elektronenquelle für die Niederenergie-Elektronenmikroskopie setzt voraus, daß die charakteristischen Emittergrößen bekannt und verstanden sind, und daß die Anforderungen durch das Experiment hinreichend spezifiziert sind. Elektronenquellen werden meist durch Größen wie Richtstrahlwert,

reduzierter Richtstrahlwert und Emissionsstromdichte charakterisiert.

Unter dem Richtstrahlwert eines Emitters im elektronenoptischen Sinn versteht man ein Maß für den pro Flächeneinheit des emittierenden Bereiches in ein bestimmtes Raumwinkelelement emittierten Stromes. Die Dimension des Richtstrahlwertes ist folglich $A/(cm^2 sr)$. Im Falle einer idealen elektronenoptischen Abbildung gilt der Satz von der Erhaltung des Richtstrahlwertes über alle Stufen der Abbildung. In der Realität des Experimentes ist der entsprechende Wert jedoch am Ende der Abbildungskette stets kleiner als zu Anfang. Für thermische Emmitter wie Wolfram-Haarnadelkathoden, thermische Wolfram-Spitzenkathoden und Lanthanhexaborid-Kathoden, die meist im sogenannten „cross over mode“ betrieben werden, wird dieser Punkt größter Strahleinschnürung für die Ermittlung des Richtstrahlwertes herangezogen. Man hat für die weitere Abbildung damit einen realen Quellpunkt, der vor dem eigentlichen Emissionsbereich liegt. Bei Feldemittern und Schottky-Emittern ergibt sich der Richtstrahlwert aus der Betrachtung des virtuellen Quellpunktes, der für die weitere Abbildung als Objektpunkt dient. Da dieser virtuelle Quellpunkt innerhalb der Spitze liegt und sehr viel kleiner als der tatsächliche Emissionsbereich ist, ergeben sich sehr hohe Emissionsstromdichten und damit verbunden sehr hohe Richtstrahlwerte. Diese verschiedenen Betriebsarten von Elektronenquellen, die beide Verwendung finden, wenn es darum geht, einen Bildpunkt sehr kleinen Durchmessers zu erreichen, sind in Abbildung 4.21 schematisch dargestellt. Der Richtstrahlwert selbst ist noch abhängig von der Emissionsstromdichte und Abzugsspannung, was bereits Langmuir [*Langmuir (1937)*] zeigte.

Wie bereits eingangs erwähnt, ist für eine gute Auflösung im Falle der Niederenergie-Elektronenreflexionsmikroskopie von entscheidender Bedeutung, die Probenoberfläche möglichst parallel zu beleuchten. Dies ist umso besser möglich, je kleiner das Bild der Quelle in der hinteren Brennebene der Emissionslinse ist. Die Größe der LEED-Reflexe in der hinteren Brennebene in der Betriebsart „LEED-Mikroskopie“ skaliert zudem direkt mit der Größe des Bildes der Quelle. Ist dies zu groß, so überlappen die einzelnen Ordnungen des LEED-Bildes, und es ist keine saubere Trennung mehr möglich. Ein kleiner virtueller Quellbereich hat weiterhin zur Folge, daß die Anforderungen an das elektronenoptische Abbildungssystem der Primärsäule wesentlich geringer sind, als wenn eine starke Verkleinerung erfolgen müßte. Dies reduziert die Anzahl der notwendigen abbildenden Elemente und damit auch den

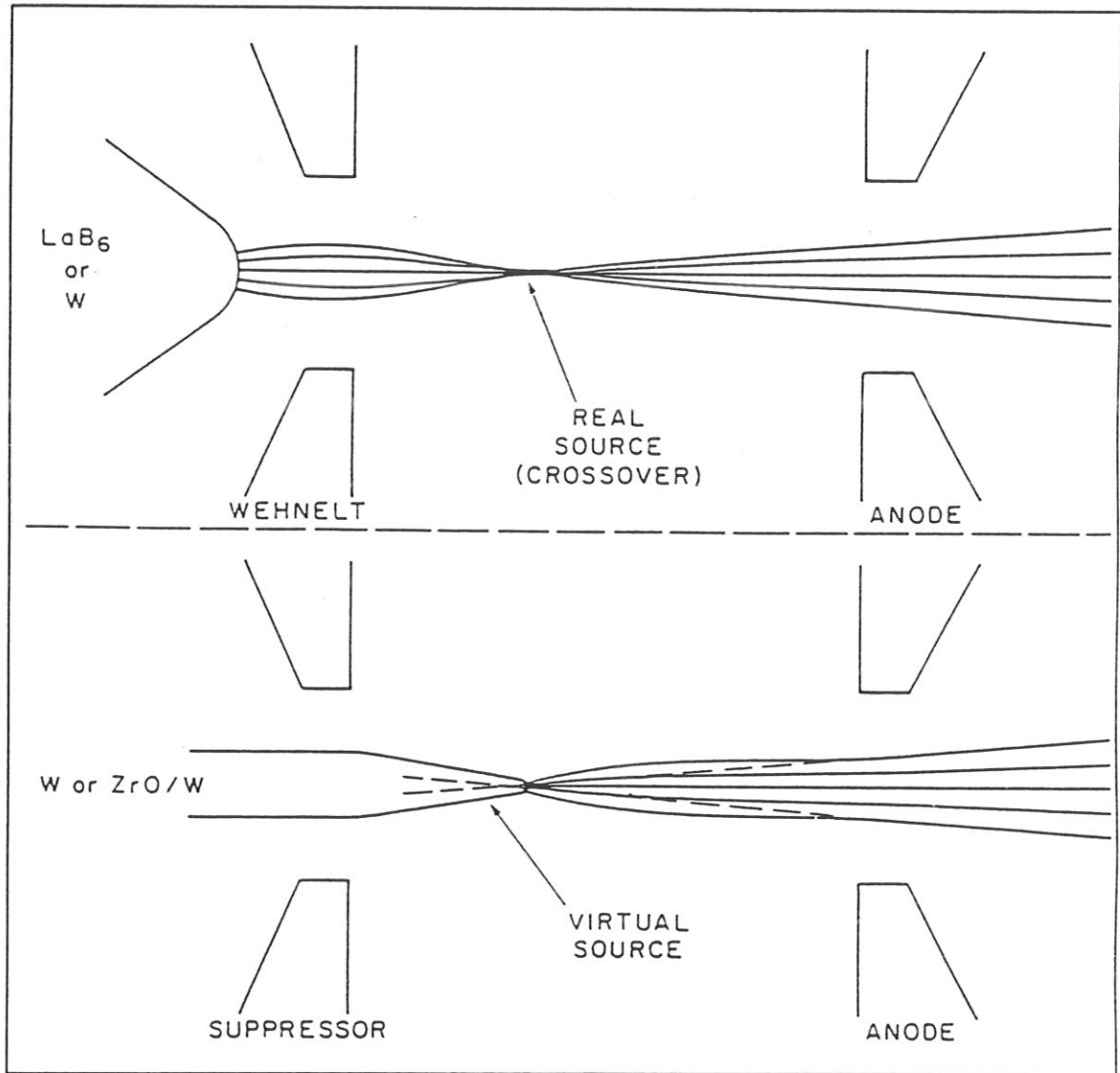


Abb. 4.21: Schematischer Vergleich zwischen Elektronen-Emittern mit reellem Quellpunkt am Ort der maximalen Strahleinschnürung und solchen mit virtuellem Quellpunkt

Justieraufwand und die damit verbundenen Fehlerquellen.

Die optimalen Eigenschaften einer Elektronenquelle für die Niederenergie-Elektronenmikroskopie wäre eine kleine virtuelle Quellengröße, verbunden mit hoher Emissionsstromdichte, um einen sehr großen Richtstrahlwert zu garantieren. Die ideale Quelle scheint die Feldemission bei Raumtemperatur zu sein, und diese wurde daher auch bei dem ersten Gerät, das brauchbare Ergebnisse im LEERM-Betrieb lieferte [*Telieps (1985)*], eingesetzt und als Methode der Wahl favorisiert.

Der Einsatz im UHV-Bereich und die damit verbundenen Schwierigkeiten des Emitterswechsels und der Justierung erfordern ein System mit hohen Standzeiten, stabiler Geometrie und stabiler Emissionscharakteristik. Die angestrebte Beobachtung dynamischer Vorgänge und deren quantitative Auswertung ist nur bei einem rauscharmen Strahlstrom möglich. Zudem sollte der Emitter möglichst niedrige Anforderungen an das Restvakuum in der Umgebung des Emissionsbereiches stellen und Messungen über längere Zeit hinweg ohne aufwendige Neukonditionierung ermöglichen.

Untersucht man nun die zur Verfügung stehenden Emittertypen auf ihre Tauglichkeit für einen bestimmten Einsatzzweck, so bietet sich deren Einteilung in zwei Gruppen an. Die erste Gruppe wird üblicherweise im virtuellen Quellenmodus betrieben und beinhaltet die Feldemission bei Raumtemperatur (CFE, cold field emission), die thermische Feldemission (TF, thermionic field emission) und die Schottky Emission (SE).

Das Prinzip der Feldemission bei Raumtemperatur (CFE) und der thermischen bzw. thermisch unterstützten Feldemission beruht darauf, daß Elektronen von verschiedenen Zuständen unterhalb des Fermi-niveaus aus durch die Potentialbarriere tunneln. Die Energieverteilung ist daher auf der hochenergetischen Seite durch das Fermi-niveau des Emitters begrenzt. Die zum Einsatz kommenden Materialien sind üblicherweise W(310), W(111) und leicht oxidiertes W(100) Einkristalldraht mit einem Spitzenradius von $< 0.1 \mu\text{m}$. Der Unterschied zwischen thermischer Feldemission (TF) und Feldemission bei Raumtemperatur (CFE) liegt darin begründet, daß bei ersterer bereits ein signifikanter Anteil thermisch angeregter Elektronen von oberhalb des Fermi-niveaus zur Gesamtemission beiträgt.

Im Falle der Schottky Emission (SE) wird die aufgrund der niedrigen Austrittsarbeit

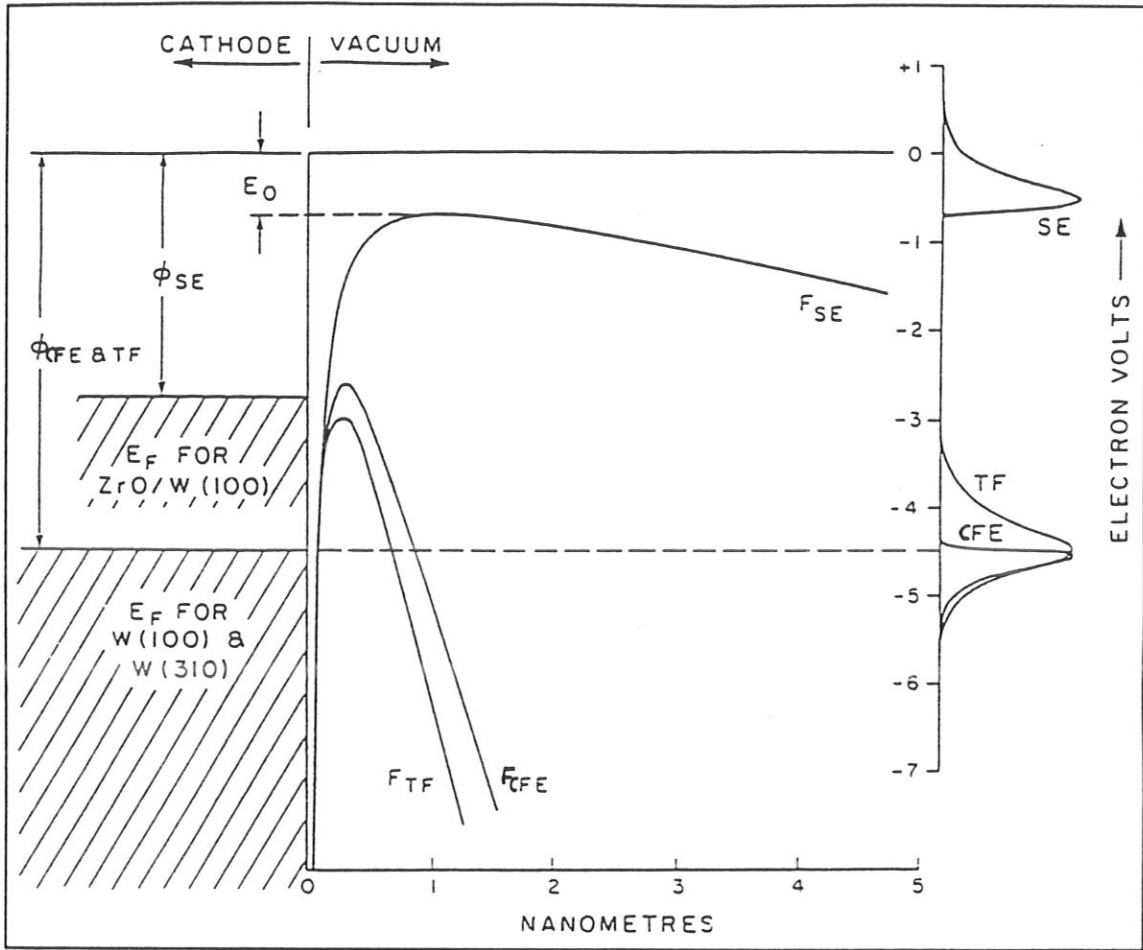


Abb. 4.22: Energieniveaudiagramm für die drei beschriebenen Emissionsarten: SE = Schottky Emission, TF = Thermische Feldemission und CFE = Feldemission bei Raumtemperatur. Die Form und Breite der Energieverteilungsfunktion ist auf der rechten Seite der Abbildung dargestellt.

ohnehin schon niedrige Potentialbarriere durch den Einfluß des äußeren Feldes weiter erniedrigt. Die Energieverteilung enthält einen wesentlichen Anteil Elektronen, die nicht getunnelt sind, sondern aufgrund thermischer Anregung leicht die niedrige Potentialbarriere überwinden können. Als Material findet dabei üblicherweise W(100) Draht Verwendung, der über Diffusion aus einem ZrO Vorrat dotiert wird. Die Austrittsarbeit an der Spitze wird dabei signifikant auf ca. 2.8 eV erniedrigt. Abbildung 4.22 gibt eine schematische Darstellung der beteiligten Energieniveaus und der Form und Breite der Energieverteilungsfunktion für alle drei beschriebenen Emissionsarten wieder.

Die Struktur der Emitteroberfläche aus ZrO und W ist bei einer Arbeitstemperatur

von 1800 K äußerst temperaturstabil, was einen Einsatz im Druckbereich bis ca. $1 \times 10^{-6} Pa$ ermöglicht. Diese im Vergleich zu CFE relativ hohe Betriebstemperatur minimiert die Anlagerung von Adsorbaten auf der Spitze und damit deren Einfluß auf das Emissionsverhalten. Eine periodische Konditionierung, wie sie bei CFE unter schlechteren Vakuumbedingungen notwendig ist, entfällt auf diese Weise. Der Einsatz der CFE ist zudem auf den Druckbereich von $< 1 \times 10^{-8} Pa$ beschränkt, da sonst Adsorbate die Austrittsarbeit der Oberflächenschicht sehr schnell beeinflussen und das Strahlstromrauschen verschlechtern. Ein weiterer Nachteil der CFE gegenüber der Schottky Emission ist der kleinere Spitzenradius, der aufgrund hoher Feldstärke durch unkontrollierten Ionenbeschuß aus dem ionisierten Restgas zur Spitzenabtragung führt. Der bei den angestrebten Arbeiten zum Studium katalytischer Reaktion zu erwartende Einsatz kohlenstoffhaltiger Reaktionsgase führt zu einer Vergiftung der CFE Spitze mit Kohlenstoff, die nur durch aufwendige Konditionierung unter Zugabe von Sauerstoff rückgängig gemacht werden kann. Die größeren Spitzenradien der Schottky-Emitter sind zudem gegenüber Spannungszusammenbrüchen wesentlich toleranter als die CFE Emitter. Letztere werden dabei meist zerstört, da durch kurzzeitige Überschläge lokale Überhitzungen an den Spitzenradien auftreten und eine Bogenentladung induzieren können.

Bei den hohen Emissionsstromdichten und den notwendigen Strömen ist eine Verbreiterung die Energieverteilung durch den Einfluß des Boersch-Effektes [Boersch (1954)] zu erwarten. Der Boersch-Effekt selbst beschreibt dabei die Wechselwirkung über Coulomb-Abstoßung.

Obwohl Boersch bei der experimentellen Betrachtung des Effektes nur auf thermische Emitter zurückgreifen konnte, gilt das Ergebnis ebenso für Punktemitter, was experimentell von Bell et al. [Bell (1979)] verifiziert und auch durch neuere Monte-Carlo Rechnungen [Yau (1983)] bestätigt wurde. Die sich aus den Rechnungen ergebende Abhängigkeit der energetischen Verbreiterung von den Parametern Spitzenradius, Abzugsspannung und Emissionshalbwinkel zeigt jedoch kleinere Abweichungen von den theoretischen Formeln [Knauer (1981)]. Nimmt man nun das Boersch-Kriterium für die Energieverteilung, d.h. die Breite des schmalsten Energieintervalls, das 63% des Gesamtstromes enthält, so liegt die energetische Breite bei SE nur um ca. 10% über der von CFE. Dies läßt die Schottky Emission unter der Berücksichtigung der vielen anderen Vorteile gegenüber der CFE für den Einsatz

	Schottky emitter	Cold field emitter
Strahlrauschen (%)	0.1 ... 1	4 ... 6
Spitzenradius r (μm)	0.3 ... 1	< 0.1
Virtueller Quellendurchmesser d_v (nm)	15 ... 30	2.5 ... 3.5
Energieverbreiterung ΔV (V)	0.3 ... 0.6	0.2 ... 0.3
Richtstrahlwert β ($A/cm^2/sr$)	5×10^8	1×10^9
Feldstärke F (V/nm)	~ 0.3	~ 5
Betriebstemperatur T (K)	1800	300
Betriebsdruck p (Pa)	$< 1 \times 10^{-6}$	$< 1 \times 10^{-8}$

Tabelle 4.1: Die Parameter von Schottky-Emittern und Raumtemperatur-Feldemittern

im Bereich LEEM klar überlegen erscheinen. Das steht im Gegensatz zu den ersten Veröffentlichungen zum Thema LEEM [*Telieps (1985), Bauer (1985)*], die die CFE als Methode der Wahl favorisierten.

Eine Zusammenstellung der wichtigsten Daten zur Schottky-Emission und zur Feldemission bei Raumtemperatur findet man in Tabelle 4.1. Die Entwicklung einsetzbarer Schottky-Emitter für die Elektronenmikroskopie hat in den letzten Jahren große Fortschritte erzielt, und es stehen nun die unterschiedlichsten Typen kommerziell zur Verfügung. Die Abbildung 4.23 zeigt eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer solchen kommerziell verfügbaren Schottky-Emitter-Spitze der Firma FEI ⁶.

Trotz der vielen hervorragenden Eigenschaften der Schottky-Emitter, die diesen Typ für den Einsatz im Bereich LEEM prädestiniert erscheinen lassen, bleiben gewisse Nachteile bestehen. Dieser Emittertyp stellt immer noch wesentlich höhere Anforderungen an die Güte des im Kathodenraum vorhandenen Restvakuums als die meisten thermischen Emitter. Zudem ist speziell in der Entwicklungsphase eines Gerätes, das mit derartig hohen Linsfeldstärken arbeitet, mit vielen Ereignissen wie z.B. Hochspannungsüberschlägen zu rechnen, die die Lebensdauer dieser relativ teuren Kathoden entscheidend verkürzen würden. Es bietet sich daher an, während der Entwicklungsphase Emitter einzusetzen, die wesentlich robuster und auch billiger sind, dafür jedoch auch nicht die optimale Strahlqualität liefern. Solche Emitter sind im Bereich der thermischen Emitter zu suchen. Der Richtstrahlwert dieser Emit-

⁶FEI Company, 19500 NW Gibbs Drive, Suite 100, Beaverton, OR 97006-6907, USA

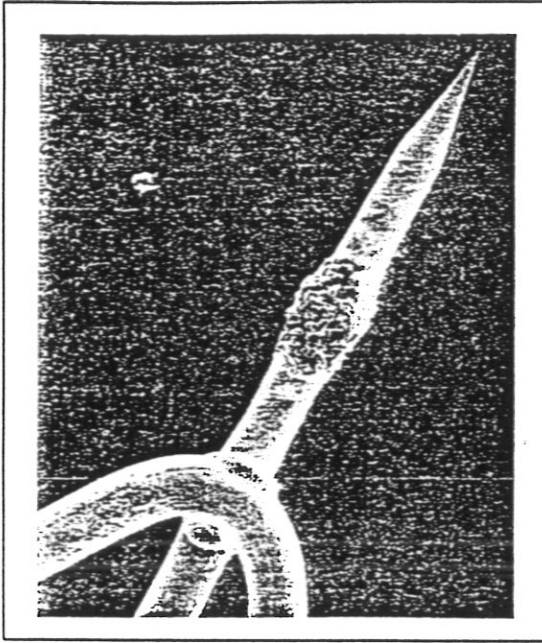


Abb. 4.23: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer Schottky-Emitter-Spitze mit deutlich sichtbarem ZrO-Reservoir. Die Abbildung ist der Produktbeschreibung der Firma FEI entnommen.

ter ist deutlich kleiner, verglichen mit dem der vorher genannten Feldemittertypen. Eine Zusammenstellung der typischen Eigenschaften von einigen Vertretern aus der Gruppe der thermischen Emitter findet sich in Tabelle 4.2. Alle diese Kathoden werden, abgesehen von wenigen speziellen Ausnahmen, aufgrund ihres großflächigen Emissionsverhaltens für Mikrofokus-Anwendungen im Cross-Over-Modus der Trioden-Anordnung betrieben. Der Quellpunkt ist dabei groß im Vergleich zum virtuellen Quellpunkt der Feldemitter. Dies erfordert eine Elektronenkanone mit mehrstufiger Kondensoranordnung, um den erforderlichen kleinen Bildpunkt in der hinteren Brennebene der Emissionslinse erreichen zu können. Der Aufwand für die Konstruktion der Kanone ist dabei wesentlich höher. Ein Einsatz der für den Schottky-Emitter-Betrieb konzipierten Primärabbildungssäule kann daher aufgrund der fehlenden Kondensoranordnung nur zu unbefriedigenden Ergebnissen führen.

Ein besonders geeigneter Vertreter aus dieser Gruppe, der bei richtigem Einsatz den Vorteil hoher Strahlqualität kombiniert mit großer Robustheit verbindet, ist einkristallines Lanthanhexaborid. Dieses Material hat aufgrund seiner großen Härte eine hohe mechanische Stabilität. Die Austrittsarbeit des LaB_6 ist abhängig von der Orientierung der emittierenden Kristallfläche und liegt bei ca. 2.8 eV [Hohn (1985)]. Dies führt dazu, daß eine Betriebstemperatur im Bereich von $1700 \text{ K} \dots 1900 \text{ K}$ ausreichend ist und die thermische Verbreiterung klein gehalten wird. Ein genauere Untersuchung der Energieverteilung, der Emissionscharakteristik, des Richtstrahl-

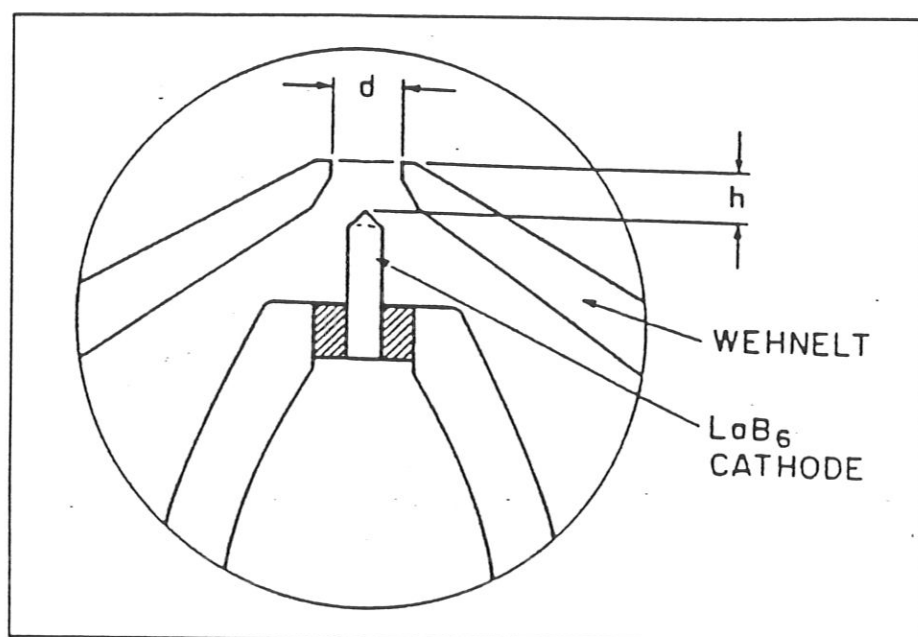


Abb. 4.24: Schematische Darstellung einer LaB_6 -Kathode mit Wehnelt-Elektrode in der typischen Vogel-Mount-Anordnung.

wertes und der mechanischen Stabilität findet sich bei Gesley et al. [Gesley(1988)] zusammen mit ausführlichen Verweisen auf frühere Arbeiten bezüglich der orientierungsabhängigen Eigenschaften von Volumen und Oberfläche von LaB_6 -Kristallen.

Die meist verwendeten Kathoden bestehen aus einem LaB_6 -Einkristall in (100) Orientierung, der mit 90° kegelig angeschliffen wird und zum Schluß ein Plateau von ca. $5 \dots 15 \mu m$ Durchmesser erhält. Dieses Plateau weist die niedrigste Austrittsarbeit und damit die höchste Emissionsstromdichte auf. Es definiert im wesentlichen die Quelle der Elektronen, die aus dem Cross-Over-Bereich für die Abbildung herangezogen werden.

Bei der in dem hier beschriebenen Gerät benutzten LaB_6 -Kathode handelt es sich um den Typ „Mini-Vogel-Mount“, den die Firma FEI⁷ liefert. Abbildung 4.24 zeigt den schematischen Aufbau einer solchen Kathode. Er besteht aus dem Lanthanhexaborid-Einkristall, der über Federspannen zwischen zwei kleinen Graphitblöcken eingeklemmt wird. Die erforderliche Betriebstemperatur wird eingestellt durch ohmsche Heizung über die hochohmigen Graphitblöcke. Dies hat einen negativen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes zur Folge und erfordert den Einsatz

⁷FEI Company, 19500 NW Gibbs Drive, Suite 100, Beaverton, OR 97006-6907, USA

	LaB_6	W-Spitze	W-Haarnadel
Cross Over Durchmesser d_{co} (μm)	> 10	> 10	> 20
Energieverbreiterung ΔV (V)	~ 0.6	~ 1.0	~ 1.0
Richtstrahlwert β ($A/cm^2/sr$)	5×10^6	1×10^5	1×10^4
Betriebstemperatur T (K)	1700 – 1900	2800	2800
Betriebsdruck p (Pa)	$< 1 \times 10^{-5}$	$< 1 \times 10^{-4}$	$< 1 \times 10^{-3}$

Tabelle 4.2: Die Parameter der thermischen Emitter Lanthanhexaborid, Wolfram-Spitzenkathode und Wolfram-Haarnadelkathode

strom geregelter elektrischer Versorgungen. Die Kathodenlebensdauer wird durch den Anteil des Kathodenmaterials bestimmt, das während des Betriebs verdampft. Die Verdampfungsrate ist neben der Temperatur stark abhängig von der chemischen Zusammensetzung des Restgases, wobei sich gerade der Sauerstoffanteil als äußerst negativ erweist. Die Montage über Federspannen erhöht zudem die Lebensdauer, verglichen mit konventionellen Lötalterungen, da während des Betriebs über $50 \mu m$ Material abdampfen können, ohne Betrieb und Justierung zu beeinflussen.

4.7 Die Bildverstärkeranordnung

Bei allen elektronenoptischen Abbildungsverfahren steht als letzter Schritt die Visualisierung des Elektronenbildes an. Die durch elektronenoptische Abbildung gewonnene Information über die Struktur der betrachteten Probenoberfläche muß durch ein geeignetes Verfahren in eine visuell beobachtbare Form des Endbildes überführt werden. Dies erfolgt üblicherweise durch die Umwandlung des Elektronenbildes mit Hilfe eines Leuchtstoffes in ein direkt beobachtbares Bild. Ist das eingehende Signal zu schwach, d.h. die zur Verfügung stehende Stromdichte zu klein, so muß entweder eine Verstärkung des Elektronenbildes vor der Konversion oder aber eine Bildverstärkung nach der Konversion mit Hilfe von sogenannten Restlichtverstärkern erfolgen. Die zuletzt genannte Methode weist den Nachteil auf, daß eine Verstärkung des gewonnenen Bildes wieder über den Umweg der Sekundärelektronenerzeugung erfolgt und eine Verschlechterung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses mit sich bringt. Die Methode der Restlichtverstärkung muß jedoch dann angewandt werden, wenn der Einsatz aggressiver Reaktionsgase, wie es z.B. bei Arbeiten zum

MCP / Phosphor / Fiber-Optic

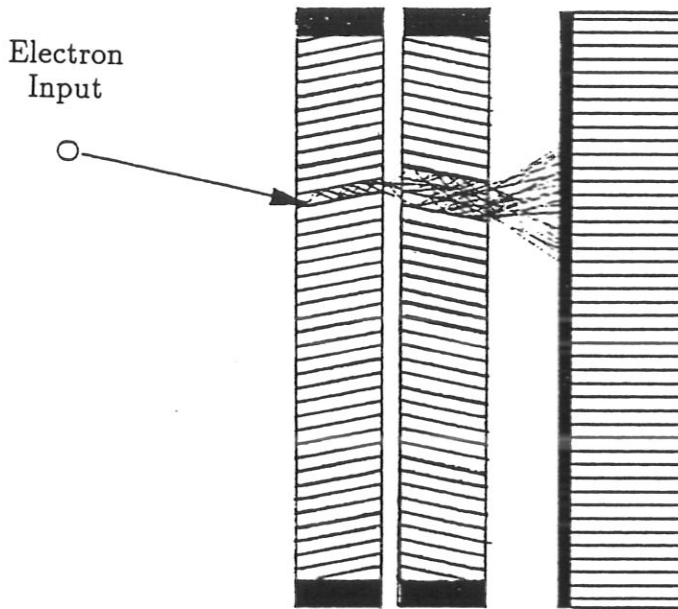


Abb. 4.25: Schematische Darstellung einer Bildverstärkereinheit, bestehend aus zwei hintereinander angeordneten Kanalplatten und einer Leuchtstoffschicht auf einem Faseroptikträger

Studium photochemischer Reaktionen der Fall ist, die Lebensdauer von Elektronenvervielfachern stark vermindern oder deren Einsatz total verbieten würde.

Da das Niederenergieelektronenmikroskop für den Einsatz im UHV-Bereich konzipiert ist, bietet sich die wesentlich effektivere Verstärkung des Elektronenbildes mit Kanalplatten-Bildverstärker-Anordnungen (MCPs, microchannel-plates) als Sekundärelektronenvervielfacher innerhalb des Vakuumsystems an. Ein vollständiger Bildverstärker besteht aus einer bzw. mehreren hintereinander angeordneten Kanalplatten und einer sich anschließenden Leuchtstoffschicht, die entweder auf einem Durchsichtleuchtschirm oder auf einer Faseroptikplatte aufgebracht ist. Der in den einzelnen Kanälen verstärkte Elektronenstrom wird zur Leuchtstoffschicht hin beschleunigt. Durch einen geeignet gewählten Abstand zwischen Kanalplattenausgang und Leuchtschicht wird der ausgehende Strom dabei zumindest näherungsweise fokussiert, was eine Auflösungsver schlechterung verhindert. Abbildung 4.25 gibt den schematischen Aufbau einer solchen zweistufigen Bildverstärkereinheit wieder.

Die beiden wichtigsten Größen, die eine Bildverstärkeranordnung charakterisieren,

sind der Verstärkungsfaktor und die Nachweisempfindlichkeit. Beide Größen zusammen bestimmen die Qualität und den Informationsgehalt des zu beobachtenden Bildes. Andererseits bestimmen jedoch die Eigenschaften des verwendeten Bildverstärkers die Anforderungen, die an die unmittelbare Quelle für die abbildenden Elektronen gestellt werden müssen. Im Fall der Abbildung durch Photoelektronen ist dies die UV-Photonen-Emissionsstromdichte der UV-Quelle, und bei der Abbildung mit elastisch reflektierten Elektronen ist es der Richtstrahlwert des Elektronenemitters.

Obwohl Kanalplatten prinzipiell auch für den Nachweis von positiven Ionen, negativen Ionen und Photonen über Sekundärelektronenkonversion geeignet sind, sollen hier nur Eigenschaften bezüglich des Elektronennachweises betrachtet werden. Neben mehreren anderen Faktoren wird die Nachweiswahrscheinlichkeit im wesentlichen beeinflusst durch den Einfallswinkel der Elektronen, den Spannungsabfall über die Kanalplatten, die Teilchenenergie, das „Open-Area-Ratio“ und die Feldstärkeverteilung vor der Kanalplattenoberfläche. Unter „Open-Area-Ratio“ versteht man dabei das Verhältnis der Gesamtheit der Öffnungsfläche aller Kanäle zur gesamten aktiven Fläche.

Der Einfallswinkel der Elektronen auf die Oberfläche innerhalb der Kanäle wird definiert durch die Steigung der Kanalachsen relativ zur Flächennormalen der Platte und den Einfallswinkel der Elektronen auf die Platte. Da dieser Einfallswinkel durch die letzte Projektivlinse bestimmt wird, ergibt sich eine Ortsabhängigkeit. Diese Ortsabhängigkeit des Einfallswinkels auf die Kanalwände ließe sich durch den Einsatz eines weiteren elektronenoptischen Elementes verhindern, das eine teleskopische Strahlführung ermöglicht. Ein solches Element, wie es zum Beispiel von Engel [Engel (1991)] vorgeschlagen wurde, würde die Ortsabhängigkeit des Elektronenauftrittswinkels vermeiden, ist jedoch mit erheblichem zusätzlichem Konstruktionsaufwand verbunden, worauf im weiteren noch eingegangen wird.

Eine Abhängigkeit des Nachweises der Elektronen vom Einfallswinkel relativ zu den Kanalwänden wurde bereits mehrfach untersucht und entsprechende Daten veröffentlicht [z.B. Resandt (1980)]. Die durch die Projektivlinse vor dem Bildverstärker bestimmten Abbildungsverhältnisse stellen jedoch sicher, daß alle Einfallswinkel innerhalb eines Bereiches liegen, für den die Nachweiswahrscheinlichkeit relativ homogen ist. Die durch den unterschiedlichen Winkel zu erwartende Va-

riation der Nachweisempfindlichkeit über der gesamten aktiven Oberfläche liegt im Bereich von weniger als 15%.

Die Kanalplattenspannung selbst beeinflusst auch die Nachweiswahrscheinlichkeit, ist jedoch nicht als unabhängiger Parameter einsetzbar, da sie gleichzeitig und vor allem stark nichtlinear die Verstärkung bestimmt.

Die Abhängigkeit der Empfindlichkeit des Nachweises von der Elektronenenergie wurde bereits mehrfach untersucht [z.B. *Wiza (1979)*, *Resandt (1980)*] und führte zu stark widersprüchlichen Ergebnissen. Die Angaben für den Energiebereich von 10 – 15 keV schwanken dabei zwischen 20% und 80%. Der Grund dafür ist in den recht unterschiedlichen Meßanordnungen zu suchen, die den eigentlich zu untersuchenden Effekten nicht ausreichend Rechnung tragen. Eine Zusammenstellung dieser Arbeiten findet man bei *Klingelhoefer et al. [Klingelhoefer (1986)]*, die erstmalig zuverlässig erscheinende Messungen für Elektronenenergien von 1...15keV präsentieren. Diese Messungen weisen zudem sehr gute Übereinstimmung mit theoretischen Modellen [*Fraser (1983)*] auf. Bei der Bewertung der Ergebnisse ist zu beachten, ob es sich um eine Anwendung mit der Forderung hoher lateraler Auflösung am Leuchtschirm handelt oder ob ein Nachweis mit möglichst hoher Effizienz erfolgen soll. Meist muß jedoch ein Kompromiß zwischen beiden Forderungen eingegangen werden. Abhängig vom Aufbau der Kanalplatte und deren Öffnungsverhältnis entstehen an der Frontseite der Kanalplatte mehr oder weniger viele Sekundärelektronen, die einen signifikanten Anteil an der gesamten primären Sekundärelektronenausbeute darstellen [*Fraser (1983)*]. Durch die Wahl eines negativen Potentials an der Kanalplattenoberfläche relativ zur Umgebung können diese Elektronen keinen Beitrag zum Gesamtstrom leisten, d.h. sie sind für den Nachweis verloren. Legt man andererseits ein positives Potential an die Kanalplattenoberfläche, so können diese Elektronen einen signifikanten Beitrag zur Gesamtintensität leisten, da sie aufgrund der Potentialverhältnisse erneut auf die Oberfläche bzw. in die Kanäle treffen können. Abhängig von der Feldstärke an der Oberfläche ist der erneute Auftreffpunkt der Elektronen mehr oder minder weit vom Startort entfernt und führt somit zu einer Verminderung der lateralen Auflösung.

Die meist zitierte Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Der erste ist der „Open-Area-Ratio“-Anteil der Kanalplatte, d.h. die Elektronen, die direkt in die Kanäle treffen und nachgewiesen werden. Der zweite

ist der Anteil der Frontfläche, der dadurch zustande kommt, daß an der Frontfläche erzeugte Sekundärelektronen in die Kanäle gelangen und nachgewiesen werden. Der erstgenannte Anteil ist innerhalb des Energiebereiches von $1 \dots 15 \text{keV}$ relativ konstant, wogegen der Frontflächenanteil ein Maximum im Bereich von ca. 1keV aufweist. Zusammengenommen ergibt sich dann die maximale Empfindlichkeit bei ca. 1keV , auf die häufig in der Literatur verwiesen wird.

Da bei dem hier beschriebenen Gerät die Probe auf einem negativen Potential liegt, das betragsmäßig ungefähr der Transferenergie von 15keV entspricht, verlassen die Elektronen die letzte Projektivlinse, eine symmetrische Einzellinse, mit einer Energie von 15keV . Die Außenelektroden der Einzellinse liegen dabei auf Massepotential. Eine Reduzierung der Auftreffenergie der Elektronen auf die Kanalplatte wäre nur dadurch möglich, daß der Eingang auf ein Potential angehoben würde, das in der Nähe des Probenpotentials liegt. Ein elektronenoptisches Element, mit dem diese Abbremsung der Elektronen zu realisieren wäre, wurde z.B. von Engel [Engel (1991)] für den Aufbau eines elektrostatischen Photoemissions-Elektronenmikroskops konzipiert. Der Einsatz eines solchen Elementes würde in dem hier beschriebenen Anwendungsfall einen relativ hohen Isolationsaufwand für den Bildverstärker bedeuten und zudem im Falle eines elektrischen Überschlages das Risiko einer Kanalplattenbeschädigung durch kapazitive Entladung mit sich bringen. Zudem müßte, um das für hohe laterale Auflösung erforderliche positive Potential an der Oberfläche zu erreichen, eine Verzögerungsoptik konzipiert werden, die die Elektronen stark abbremsst und dann wieder auf die Kanalplatte hin beschleunigt, ohne die Abbildungseigenschaften zu verschlechtern. Da der Aufwand für eine solche Optik in keinem Verhältnis zum Intensitätsgewinn steht, wurde auf deren Realisierung verzichtet.

In der hier beschriebenen Anordnung liegt der Eingang der Kanalplatte auf einem Potential von ca. $-1 \dots -2 \text{kV}$ gegenüber Masse, abhängig von der eingestellten Spannung über die Kanalplattenanordnung. Da der Abstand des Bildverstärkereingangs zur Endelektrode der Projektivlinse relativ groß ist (ca. 200mm), ist der zwangsweise einhergehende Linseneffekt sehr klein und führt nicht zu einer Verschlechterung der Abbildungseigenschaften des Gesamtsystems.

Bei den hier verwendeten Kanalplattenverstärkern handelt es sich um Standardty-

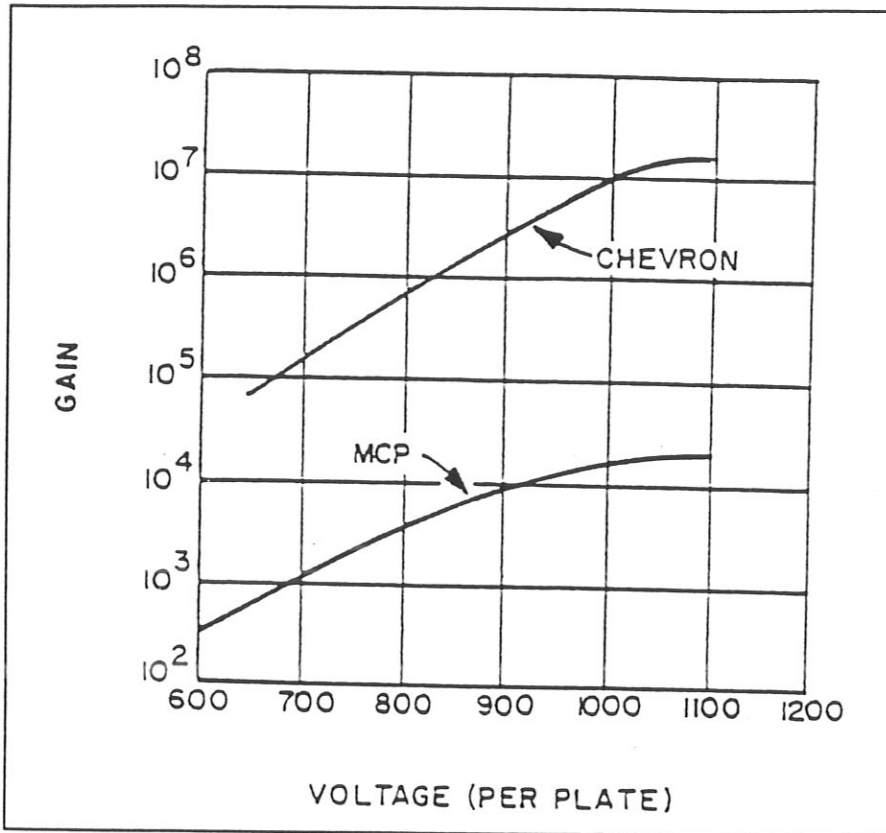


Abb. 4.26: Typischer Verlauf des Stromverstärkungsfaktors in Abhängigkeit von der Spannung über die einzelne Kanalplatte für die einstufige (MCP) und zweistufige (Chevron) Anordnung.

pen der Firma Galileo⁸. Beide Bildverstärker bestehen aus jeweils zwei hintereinander liegenden Kanalplatten in Chevron-Anordnung⁹ mit sich anschließender Leuchtstoffschicht und Faseroptikausgang. Die Firmenangaben zu den Bildverstärkern finden sich in Tabelle 4.3. Bei der erwähnten Chevron Anordnung, die in Abbildung 4.25 schematisch dargestellt ist, sind die beiden Kanalplatten so angeordnet, daß die Kanalachsen V-förmig unter dem sogenannten „bias angle“ aufeinandertreffen. Dies minimiert den durch Ionenrückstrom verursachten Beitrag zum Untergrund des Ausgangsstromes.

Die Firmenangaben bezüglich der Abhängigkeit des Stromverstärkungsfaktors von der angelegten Spannung über die einzelnen Kanalplatten ist für die einstufige und zweistufige Anordnung aus Abbildung 4.26 zu entnehmen.

⁸GALILEO ELECTRO-OPTICS CORPORATION, Sturbridge, MA 01566, USA

⁹ChevronTM ist ein eingetragenes Warenzeichen der Galileo Electro-Optics Corporation

Specification	Galileo type 3025-FM	Galileo type 3040-FM
Bias Angle	10°	8°
Channel diameter	10 μ m	12 μ m
Center to center spacing	12 μ m	15 μ m
Active area	4.9cm ²	12.5cm ²
Open area ratio	55%	50%
Gain	2.37 $\times 10^7$ at 900V	6.92 $\times 10^6$ at 1kV
Maximum input current density	0.2 nA/cm ²	0.2 nA/cm ²
Bias current first plate	9.6 $\times 10^{-6}$ A at 900V	1.5 $\times 10^{-5}$ A at 1kV
Bias current second plate	9.1 $\times 10^{-6}$ A at 900V	1.5 $\times 10^{-5}$ A at 1kV
Viewport	<i>fiberoptic</i>	<i>fiberoptic</i>
Fibers	6 μ m	6 μ m
Phosphor type	P20	P20
Grain size	~ 6 μ m	~ 6 μ m
Emission peak	530 – 560nm	530 – 560nm
Decay to 10% brightness	~ 200 μ sec	~ 200 μ sec
Conversion efficiency	~ 10 ¹⁷ photons/J	~ 10 ¹⁷ photons/J

Tabelle 4.3: Herstellerangaben zu den Spezifikationen der Bildverstärker

4.8 Die Lichtoptik

Der Aufbau der Emissionslinse dient zusätzlich als Halterung für die beiden sphärischen Spiegel eines Schwarzschild-Spiegelobjektivs. Dieses Objektiv kann sowohl für die UV-Beleuchtung der Probe bei der Photoemissions-Elektronenmikroskopie als auch für die lichtmikroskopische in-situ-Betrachtung der Probenoberfläche genutzt werden. Wie aus Abbildung 4.1 ersichtlich ist, sind im lichtoptischen Strahlengang zwei weitere Planspiegel unter einem Winkel von 45° relativ zur elektronenoptischen Achse eingefügt. Einer davon kann über eine Drehdurchführung aus dem Strahlengang herausgeklappt werden. Alle Spiegel weisen eine zentrale Bohrung auf, um den Transfer des Elektronenstrahls zu ermöglichen. Soweit dies realisierbar ist, sind alle nicht für die Abbildung benutzten Teile der Spiegel durch die auf dem richtigen Potential liegenden Elektroden abgedeckt. Die nicht verspiegelten Seiten und die Innenwände der zentralen Bohrungen sind zusätzlich mit Gold bedampft und elektrisch kontaktiert, um Aufladungseffekte zu verhindern.

Die Spiegel sind mit Aluminium bedampft und durch eine dünne MgF_2 Schicht vor Oxidation geschützt. Das Spiegelmaterial ist Hartglas, und die Spiegelflächen sind bis zu einer Oberflächengenauigkeit von $\lambda/10$ für die Standardwellenlänge $\lambda = 588 \text{ nm}$ bearbeitet.

Die Leitfähigkeit dieser Oberflächenbeschichtung ist ausreichend, um inhomogene Aufladungseffekte zu vermeiden. Der Einsatz von MgF_2 stellt dabei einen hohen Reflexionskoeffizienten bis herab in den VUV-Bereich sicher. Die hohe Effektivität von MgF_2 als reflexionsverbessernde Beschichtung für Aluminium beruht im wesentlichen auf der Tatsache, daß der MgF_2 - Film den Aufbau einer Aluminiumoxid-schicht verhindert. Eine solche führt zwar nicht im sichtbaren Bereich des Spektrums, jedoch unterhalb von $\lambda = 250 \text{ nm}$ zu verstärkter Absorption und entsprechend geringerer Reflexion [*Canfield (1966), Heath (1966), Samson (1967)*]. Das Reflexionsverhalten von aufgedampftem Aluminium mit und ohne Magnesiumfluoridschutzschicht in Abhängigkeit von der eingestrahlten Wellenlänge ist in Abbildung 4.27 dargestellt.

Das Transmissionsverhalten von Magnesiumfluorid bis in den Bereich der Lyman α -Linie ($1216 \text{ \AA} = 10.2 \text{ eV}$) gibt Abbildung 4.28 wieder. Der Transmissionskoeffizient für Wellenlängen kleiner als 250 nm ist deutlich besser als der von optischem Glas,

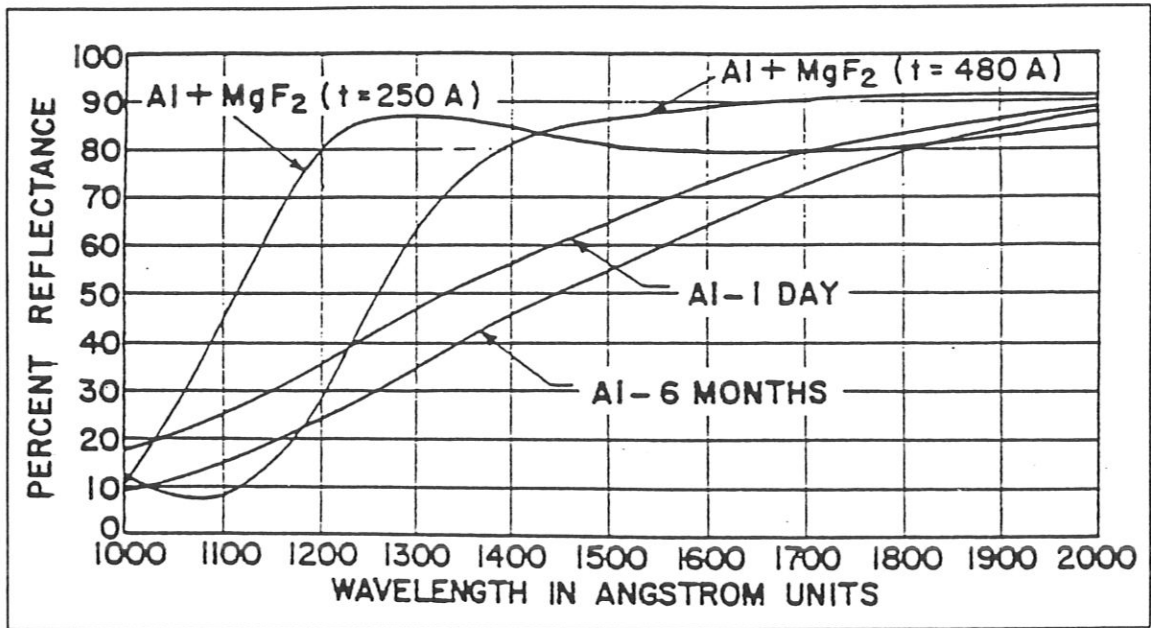


Abb. 4.27: Reflektivität von aufgedampftem Aluminium mit und ohne MgF_2 -Schichtschicht verschiedener Stärken. Aus Canfield(1966).

Saphir (Al_2O_3) oder hochreinem künstlich hergestellten Quarz (SiO_2), jedoch im Bereich der Transmissionskante stark von der Reinheit des Materials abhängig. Die Transmissionskante liegt bei Raumtemperatur bei 113 nm .

Obwohl es mit Lithiumfluorid (LiF) ein Material gibt, das eine Transmissionskante bei noch kleinerer Wellenlänge aufweist, ist dieses für den Einsatz im Elektronenmikroskop weniger geeignet. Unter Elektronenbeschuss, wie es im Elektronenmikroskop teilweise unvermeidbar ist, hat LiF eine starke Neigung zur Farbzentrenbildung, was zur Folge hat, daß der Transmissionskoeffizient unterhalb einer Wellenlänge von 280 nm auf nahezu Null zurückgeht [Heath (1966)]. Das Material wird für diesen Energiebereich also undurchsichtig.

Das Spiegelobjektiv selbst und seine Anwendungen sind bereits ausführlich in der Literatur beschrieben worden [Riesenberg (1956)]. Die in der zitierten Arbeit abgeleiteten Formeln für das Radienverhältnis der beiden Spiegel bei paralleler Beleuchtung gelten jedoch nur für Strahlen nahe der optischen Achse. Da diese in dem hier beschriebenen Anwendungsfall aber wegen der zentralen Bohrung gerade nicht zur Verfügung stehen, müssen korrigierte Radienverhältnisse benutzt werden. Für die Brennweite eines konzentrischen Zweispiegelsystems gilt näherungsweise die

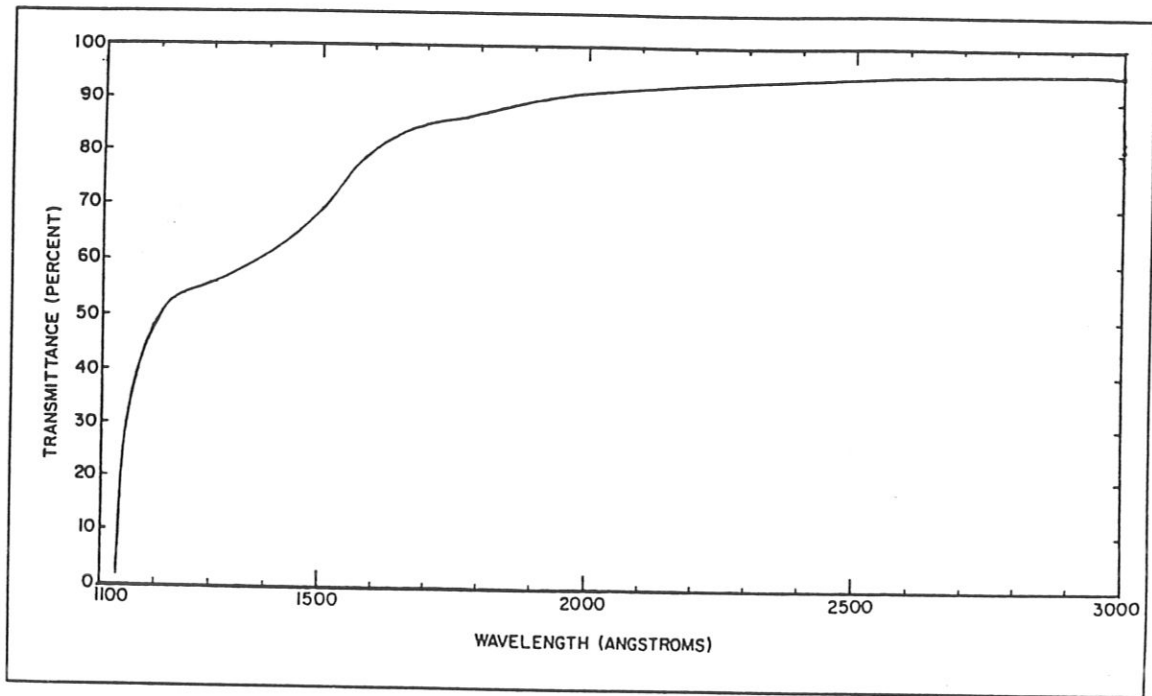


Abb. 4.28: Transmissionsverhalten eines ca. 1.5 mm dicken MgF_2 -Kristallfensters. Aus Heath(1966).

folgende Beziehung:

$$f = \frac{1}{2} \cdot \frac{r_1 \cdot r_2}{r_1 + r_2}$$

Allerdings muß die Vorzeichenbehaftung der Radien gemäß Konvention beachtet werden, um den korrekten Wert für die Brennweite zu erhalten.

Mit den hier verwendeten Spiegelradien ergibt sich eine Brennweite von 11 mm. Die nutzbare numerische Apertur errechnet sich zu 0.5.

Der für die lichtmikroskopische Betrachtung erforderliche Okularteil befindet sich außerhalb des UHV-Bereiches. Da die Lage des bei Standardmikroskopen üblichen reellen Zwischenbildes sehr kritisch ist, hier aber durch die externe Ankopplung an die UHV-Apparatur nur sehr ungenau kontrolliert werden kann, wurde das Lichtmikroskop für eine Tubuslänge „Unendlich“ konzipiert. Es entsteht zunächst kein reelles Zwischenbild, sondern ein Bild im Unendlichen. Erst in Verbindung mit dem Tubuslinsensystem entsteht das reelle Zwischenbild in der Okulareinheit. Zugleich erfolgt über diese Okulareinheit die Aufsichtbeleuchtung der Probe durch einen halbdurchlässigen Spiegel. Der Fensterflansch zur UHV-Kammer ist um ca. 3° gegenüber der optischen Achse gekippt, um störende Reflexionen durch die Aufsichtbeleuchtung

zu verhindern.

Bei den Lichtmikroskopiekomponenten außerhalb des Vakuums handelt es sich um eine Standardeinheit aus der Serie Modulopak-AF der Firma Wild-Leitz¹⁰. Die lichtmikroskopisch erreichbare Vergrößerung für in-situ-Betrachtung liegt bei 500-fach mit einer Auflösung von unter $1\mu m$.

Klappt man den ersten Planspiegel, der für die lichtmikroskopische Betrachtung benötigt wird, aus dem Strahlengang heraus, so kann über den darüber liegenden Planspiegel UV-Licht eingekoppelt werden. Als Vakuumfenster muß dabei ein Material gewählt werden, das hohe Transmission im UV-Bereich aufweist und die entsprechenden Anforderungen an ein UHV-Fenster erfüllt. Abhängig von der geforderten Transmissionskante bieten sich dabei die Materialien Saphir (Al_2O_3), künstlich hergestellter Quarz (SiO_2) oder Magnesiumfluorid (MgF_2) als Fenstermaterial an. Das bezüglich der Transmission am besten geeignete Material Lithiumfluorid (LiF) ist nur bedingt geeignet, da es aufgrund seiner hohen Wasserlöslichkeit nach einiger Zeit in normaler Atmosphäre starke Transmissionseinbußen im UV-Bereich aufweist. Magnesiumfluorid hingegen hat mit Ausnahme von Calciumfluorid (CaF_2) die niedrigste Wasserlöslichkeit aller Fluoride überhaupt.

Da die Probe selbst in der Nähe der Brennebene des Spiegelobjektives sitzt, muß der virtuelle Quellpunkt für die UV-Quelle vom Objektiv aus betrachtet im Unendlichen liegen. Die bereits erwähnten UV-Lichtquellen wie Kurzbogenhochdrucklampen und Deuterium-Gasentladungslampen weisen möglichst kleine Emissionsbereiche mit hohem Richtstrahlwert auf. Aus diesem Grunde ist der Einsatz eines Kondensorsystems erforderlich, um einen Strahl möglichst kleiner Divergenz zu erreichen. Die Transmissionscharakteristik der Kondensorlinsenmaterialien darf dabei nicht schlechter sein als die der Lampenfenster. Bei den Kurzbogenhochdrucklampen für UV-Anwendungen ist dies in der Regel SUPRASIL, also hochreiner künstlich hergestellter Quarz. Die Deuteriumlampen gibt es sowohl mit SUPRASIL-Fenster als auch mit Magnesiumfluorid-Kristallfenstern für Anwendungen im extremeren UV-Bereich. Im zuletzt genannten Fall ist der Einsatz von Kondensorlinsen aus Magnesiumfluorid erforderlich. Zu beachten ist dabei allerdings der doppelbrechende Charakter von MgF_2 -Kristalloptiken und Fenstern, der zu Polarisations-

¹⁰Wild Leitz Vertrieb Deutschland GmbH, Königinstraße 11, 8000 München 22

effekten führen kann.

Als intensive fensterlose UV-Lichtquelle bietet sich ferner das als Ionenquelle bekannte Duoplasmatron an [Samson (1962)]. Die Emissionscharakteristik kann dabei über Gasdruck und Gaszusammensetzung in weiten Grenzen variiert werden.

Der für die Photoemission relevante Teil der Emissionscharakteristik ist in der Nähe der Transmissionskante der verwendeten Linsenmaterialien angesiedelt. In diesem Bereich ist der Brechungsindex und damit verbunden auch die Brennweite stark abhängig von der betrachteten Wellenlänge. Das führt zu großen chromatischen Fehlern und entsprechend niedrigen Emissionsstromdichten, wenn es beim Aufbau der Beleuchtungsoptik nicht durch geeignete Korrekturen berücksichtigt wird. Das Spiegelobjektiv hat gegenüber konventionellen Linsenobjektiven den entscheidenden Vorteil, daß die Brennweite unabhängig von der betrachteten Wellenlänge ist.

4.9 Die Schwingungsisolierung

Die Schwingungsisolierung des gesamten Mikroskops erfolgt durch niveaugeregelte Luftfederelemente mit niedriger Eigenfrequenz. Dadurch wird eine wirkungsvolle Isolierung gegenüber Bodenerschütterungen sowie durch von langsamlaufenden Maschinen verursachten Schwingungen erreicht. Gleichzeitig wird eine gute Körperschalldämmung erreicht. Die hier zum Einsatz kommenden Elemente vom Typ BARRY-ISOLAIR-AL 9-12¹¹ weisen eine vertikale Eigenfrequenz von 1.5 Hz und eine horizontale von 3 Hz auf.

4.10 Die magnetische Abschirmung

Konventionelle Elektronenmikroskope weisen aufgrund der hohen Permeabilität des verwendeten Gehäusematerials eine ausreichende Abschirmung gegenüber magnetischen Gleichfeldern und niederfrequenten Wechselfeldern auf. Zudem ist die Energie der Elektronen durch die Verwendung magnetischer Linsensystem über den gesamten Verlauf der Abbildung gleichbleibend hoch und stellt auf diese Weise sicher, daß

¹¹Barry Controls GmbH, Karl-Liebknecht Straße 30, D-6096 Raunheim

der Einfluß eventuell vorhandener Restfelder auf die Abbildungsqualität minimal ist.

Da die Vakuumkammer des LEEM jedoch aus Edelstahl mit niedrigen Permeabilitätswerten aufgebaut ist, erfordert dies eine zusätzliche Abschirmung gegen äußere Felder. Dies ist vor allem am Ort der Probe von entscheidender Bedeutung, an dem die Elektronen über eine kurze Strecke äußerst niedrige kinetische Energie haben.

Die dynamische Kompensation der magnetischen Felder über den gesamten Bereich der Abbildungssäulen erfordert sehr groß dimensionierte Helmholz-Spulenpaare und eine aufwendige elektrische Ansteuerung. Daher bietet es sich an, die Kompensation passiv über hochpermeable Abschirmmaterialien zu realisieren. Da die im Laborbereich auftretenden Felder in der Größenordnung der Erdfeldkomponenten liegen, wurde als Abschirmmaterial Co-Netic¹² ausgewählt. Es handelt sich dabei um ein elektromagnetisches Abschirmmaterial, das nicht stoßempfindlich ist, sehr hohe Permeabilität und einen niedrigen Sättigungsgrad hat. Sowohl die Hauptkammer als auch die Projektionssäule sind durch Zylinder aus Co-Netic abgeschirmt, die sich komplett innerhalb des Vakuums befinden. Da der Zylinderdurchmesser bei Hauptkammerabschirmung relativ groß im Vergleich zur Länge ist, wurden zusätzlich Boden und Deckel eingesetzt. Die Optimierung der Abstimmung von Durchmesser und Wandstärke des Abschirmzylinders für eine vorgegebene Permeabilität wurde in der Literatur bereits mehrfach beschrieben [z.B. *Wadey (1956)*, *Mager (1968)*, *Mager (1970)*, *Gubser (1979)*]. Für die Hauptkammerabschirmung ergibt sich dabei rechnerisch für einen unendlich langen Zylinder der Abschirmfaktor $S = 130$. Da jedoch sowohl im Zylindermantel als auch in Boden und Deckel relativ viele Bohrungen angebracht sind, ist eine niedrigere Abschirmleistung zu erwarten. Die Dimensionierung und Positionierung der Bohrungen wurde so gewählt, daß eine möglichst geringe Minderung des Schirmfaktors erfolgt. Messungen am Ort der Probe mit und ohne Abschirmung mit einer Förstersonde ergaben für alle drei Raumrichtungen Schirmfaktoren von $95 \cdots 110$ für Gleichfelder. Für niederfrequente Wechselfelder (z.B. 50 Hz) ergaben die Messungen Schirmfaktoren, die deutlich über denen für Gleichfelder liegen.

¹²Co-NeticTM ist ein Warenzeichen der Firma Magnetic Shielding Division Perfection Mica Corporation, 732 N. Thomas Dr., Bensenville, Illinois 60106, USA

5 Experimentelle Anwendungen

Die Hauptaufgabe der vorliegenden Arbeit bestand in der Konzeption und den äußerst umfangreichen Konstruktions- und Aufbauarbeiten für ein neuartiges Niederenergie-Elektronenmikroskop (LEEM).

Naturgemäß hat sich an die Inbetriebnahme der Test der Funktionsfähigkeit des Gerätes anhand einiger weniger ausgewählter Beispiel anzuschließen. Die Auswahl geeigneter Oberflächen und die physikalische Deutung der beobachteten Phänomene wird dabei durch die Tatsache stark erschwert, daß noch keine für die Präparation und Charakterisierung von Oberflächen geeignet ausgestattete Präparationskammer an das Mikroskop angeschlossen ist. Der Nachweis der Funktionsfähigkeit kann daher nur an einigen speziell für diesen Zweck ausgewählten Probenstrukturen erfolgen. Den Zielsetzungen der Arbeit entsprechend, soll das Gerät sowohl für die Abbildung der Oberfläche durch emittierte als auch durch elastisch reflektierte Elektronen tauglich sein. Die einzelnen Abbildungssäulen werden in den folgenden Abschnitten nun daraufhin untersucht.

Als Testproben standen zwei verschiedene Präparate zur Verfügung. Bei dem ersten handelt es sich um einen Träger aus Molybdän, auf dem der Reihe nach erst eine 200 Å dicke Bleischicht und dann eine 200 Å dicke Golddeckschicht aufgedampft wurden. Die Probe wurde dann unter Umgebungsbedingungen von der Aufdampfanlage in die Mikroskopkammer überführt und ohne weitere Nachbehandlung untersucht. Bei der zweiten Probe handelt es sich um einen Pt(100)-Einkristall, von dem aus früheren Charakterisierungsversuchen bekannt war, daß er starke Verunreinigungen hat und eventuell ungeordnet ist. Eine Untersuchung auf mikroskopischer Basis kann unter Umständen Einblicke in den Zustand und die Struktur der Oberfläche gewähren.

Im ersten Punkt soll nun das Abbildungsverhalten für den Fall der Photoemissions-Elektronenmikroskopie, genauer gesagt der „Threshold-PEEM“, untersucht werden. Als Probe dient das Schichtsystem mit einer Bleischicht, die von einer ebenso starken

Als Probe dient das Schichtsystem mit einer Bleischicht, die von einer ebenso starken Goldschicht überdeckt ist. Betrachtet man zuerst die Austrittsarbeiten der beiden beteiligten Materialien Gold und Blei, so bietet sich das folgende Bild. Für polykristallines Blei gilt ein Wert 4.25 eV [Thanailakis (1974)] und für Gold findet man den Wert 5.1 eV [Eastmann (1970)]. Dieser deutliche Unterschied von ca. 0.8 eV muß bei Beleuchtung mit dem Licht einer Quecksilber-Kurzbogenhochdrucklampe zu starkem Unterschied in der Photoemissionsausbeute und entsprechend gutem Kontrast Anlaß geben, sofern sich beide Elemente auf der Oberfläche und damit der direkten Beobachtung zugänglich befinden. Eine solche Situation wäre beispielsweise dann gegeben, wenn entweder die Golddeckschicht beschädigt ist oder eine Segregation von Blei durch die Goldschicht hindurch erfolgt. Die unbeschädigte Oberfläche direkt nach dem Aufdampfen sollte ein relativ homogenes Emissionsverhalten zeigen. Für die Photoemissionsuntersuchungen stehen prinzipiell zwei verschiedene Abbildungssäulen zur Verfügung, die Emissionsmikroskopiesäule und die Hauptabbildungssäule. Die Emissionsmikroskopiesäule besteht nur aus der Emissionslinse und einer weiteren Projektivlinse. Die magnetische Weiche bleibt zwar innerhalb des Strahlengangs, ihre Funktion wird jedoch nicht benötigt. Ein vorhandenes remanentes Feld muß durch Umkehr der Stromrichtung in den Polschuhwicklungen kompensiert werden. Die Oktopolplatten der Emissionslinse werden dazu benutzt, um das Zwischenbild in der Gegenstandsebene der Projektivlinse richtig zu plazieren. Betrachtet man das Bild der Oberfläche am Faseroptikausgang des Bildverstärkers, so sind an mehreren Stellen der Probe kontrastreiche Strukturen zu erkennen. Eine solche Struktur ist in Abbildung 5.1 zu finden. Das Foto ist wie alle übrigen aus diesem Kapitel mit einer CCD-Schwarzweiß-Videokamera aufgezeichnet und anschließend vom Bildschirm abfotografiert worden.

Das Bild entstand dabei auf dem Bildverstärkerleuchtschirm von 25 mm Durchmesser bei 500-facher Vergrößerung. Das Gesichtsfeld ist also $50\text{ }\mu\text{m}$. Bei der schwarzen Linie, die sich von links unten bis in die rechte Bildhälfte zieht, handelt es sich um einen Riß in den Kanalplatten. Die hellen Bereiche emittieren sehr stark im Verhältnis zur Umgebung und müssen daher eine relativ niedrige Austrittsarbeit aufweisen. Bei den beobachteten Strukturen handelt es sich daher entweder um Beschädigungen der Golddeckschicht, die das Blei an der Oberfläche erscheinen lassen oder um Segregationsbereiche.

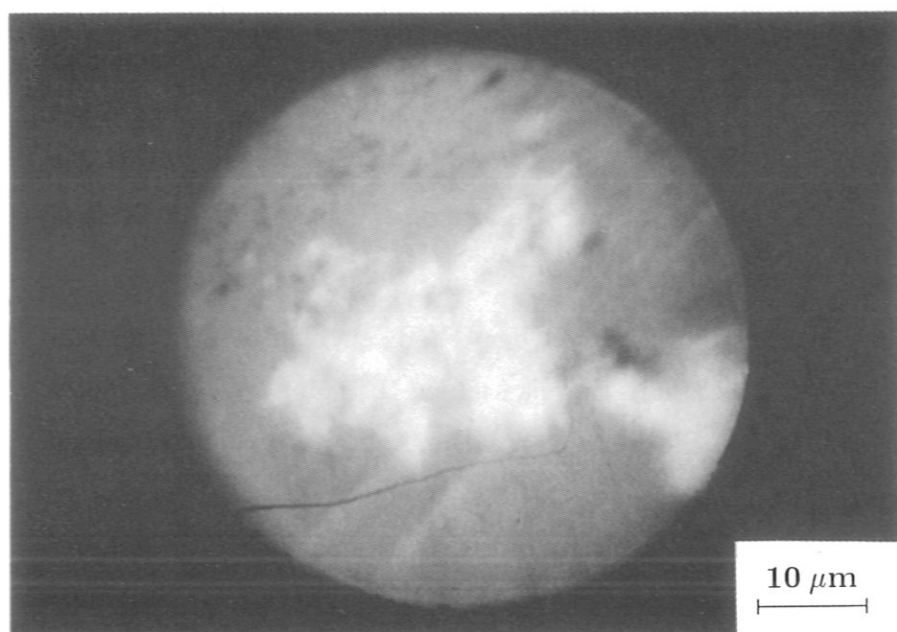


Abb. 5.1: Photoemission an einem Schichtsystem Pb/Au mit der Emissionsmikroskopiesäule. Das Leuchtschirmdurchmesser entspricht $50\mu\text{m}$ auf der Probe. Bei der schwarzen Linie, die sich von links unten bis in die rechte Bildhälfte zieht, handelt es sich um einen Riß in den Kanalplatten.

Die Emissionsmikroskopiesäule erlaubt es auf relativ einfache Weise sich einen Überblick über die Struktur der Oberfläche zu verschaffen. Hat man einen interessant erscheinenden Bereich gefunden, so ist es auch mit der Hauptabbildungssäule möglich, das Photoemissionsverhalten der Oberfläche genauer zu betrachten. Die Justierung gestaltet sich jedoch ungleich schwieriger, da nun fünf verschiedene elektrostatische Linsen in Zusammenarbeit mit dem stigmatisch abbildenden Magnetfeld und dem Energiefilter für die Bildgenerierung verantwortlich sind. Der nutzbare Vergrößerungsbereich der Hauptabbildungssäule ist dabei 1500-fach bis 10000-fach. Da die mittlere Energie der emittierten Photoelektronen unterhalb von 1 eV liegt, ergibt sich keine energiewahlende Wirkung des Energiefilters. Die Energieblende am Ausgang kann daher aus dem Strahlengang entfernt werden, was die Justierung wesentlich vereinfacht.

Die Abbildung 5.2 zeigt einen Bereich der Probe, der wiederum starke Emission bei starker Strukturierung aufweist. Der Durchmesser des Leuchtschirms beträgt im Falle der Hauptabbildungssäule 40mm , so daß sich bei 2000-facher Vergrößerung ein

Gesichtsfeld auf der Probe mit einem Durchmesser von $20\ \mu\text{m}$ ergibt. Durch Variation der Brennweiten von Beschleunigungslinse und/oder Projektivlinsen kann nun ein Ausschnitt des Bildes, ausreichende Intensität vorausgesetzt, weiter vergrößert werden. Ein Beispiel dafür ist in der Abbildung 5.3 zu erkennen. Dabei wurde der zentrale Bereich aus Abbildung 5.2 mit einer Gesamtvergrößerung von 4400-fach dargestellt. Der Gesichtsfelddurchmesser ist $9\ \mu\text{m}$.

Als nächstes möchte man die Leistungsfähigkeit der UV-Beleuchtungsoptik bei Materialien mit hoher Austrittsarbeit unter Beweis stellen. Für diesen Zweck bietet sich der bereits erwähnte Pt(100)-Einkristall an. Die Austrittsarbeit der reinen Pt(100)-Fläche liegt bei $5.8\ \text{eV}$ [*Nieuwenhuys (1973), Oertzen (1991)*]. Da das einer Grenzwellenlänge von $210\ \text{nm}$ für die Photoemission entspricht, würde sich der Einsatz einer Deuterium-Gasentladungslampe anbieten, die der Quecksilberlampe im kurzwelligen Bereich deutlich überlegen ist. Da leider jedoch keine Deuteriumlampe zur Verfügung stand, wurden auch die Untersuchungen an Pt(100) mit der Quecksilber-Kurzbogenlampe als Lichtquelle durchgeführt. Eine Präparation und Charakterisierung der Probe mit Standardverfahren der Oberflächenphysik war leider nicht möglich, da das Mikroskop während der hier beschriebenen Entwicklungsphase noch nicht mit einer Präparationskammer ausgerüstet war. Eine durch die Hauptabbildungssäule 2000-fach vergrößerte Aufnahme der Probenoberfläche ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Das Gesichtsfeld auf der Probe ist $20\ \mu\text{m}$. Deutlich ist in der unteren Bildhälfte eine relativ stark emittierende Fläche von ca. $4\ \mu\text{m}$ Durchmesser zu erkennen. Da bei einem früheren Charakterisierungsversuch an dieser Probe ein hoher Silizium-Anteil im Augersignal zu erkennen war, kann es sich bei der Struktur unter Umständen um eine Ausscheidung dieses Materials handeln. Die Austrittsarbeit von Silizium liegt bei $4.9\ \text{eV}$ [*Thanailakis (1974), Allen (1964)*]. Bereiche von der oben beschriebenen Art lassen sich mehrere auf der Probe finden. Da die Emissionslinse direkt auf die Oberfläche fokussiert ist, handelt es sich bei den dunklen linienartigen Strukturen vermutlich um Topografiekontrast. Aussagen über die Höhe der Stufen und/oder Plateaugrenzen sind durch die Photoemission allerdings nicht zu gewinnen. Äußerst interessant wäre es, diese Strukturen nach dem Sputtern der Oberfläche und den damit verbundenen Abtragungen erneut beobachten zu können.

Wie wirken sich nun aber stärkere Oberflächenrauigkeiten auf die Photoemissions-

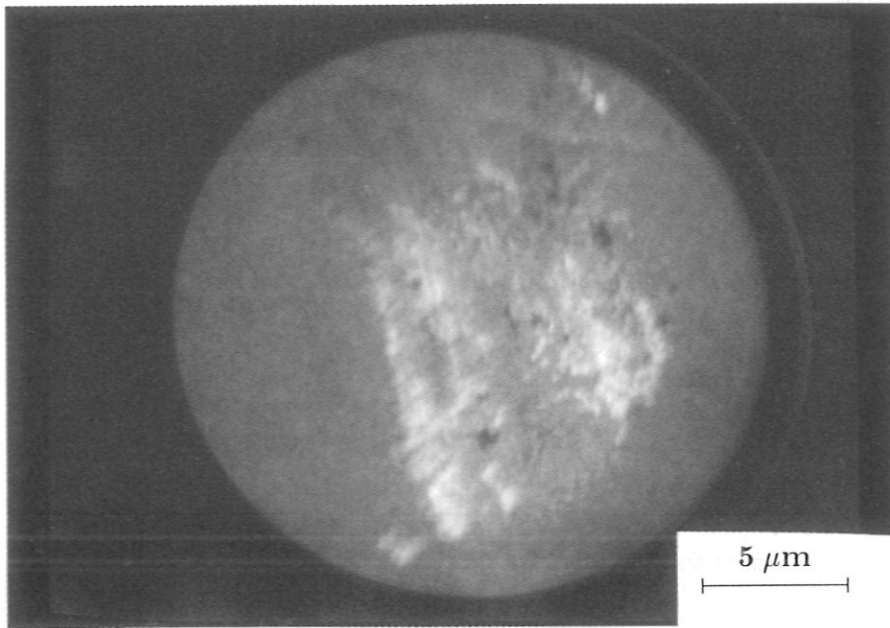


Abb. 5.2: Photoemission an einem Schichtsystem Pb/Au mit der Hauptabbildungssäule. Der Leuchtschirmdurchmesser entspricht $20\mu\text{m}$ auf der Probe.

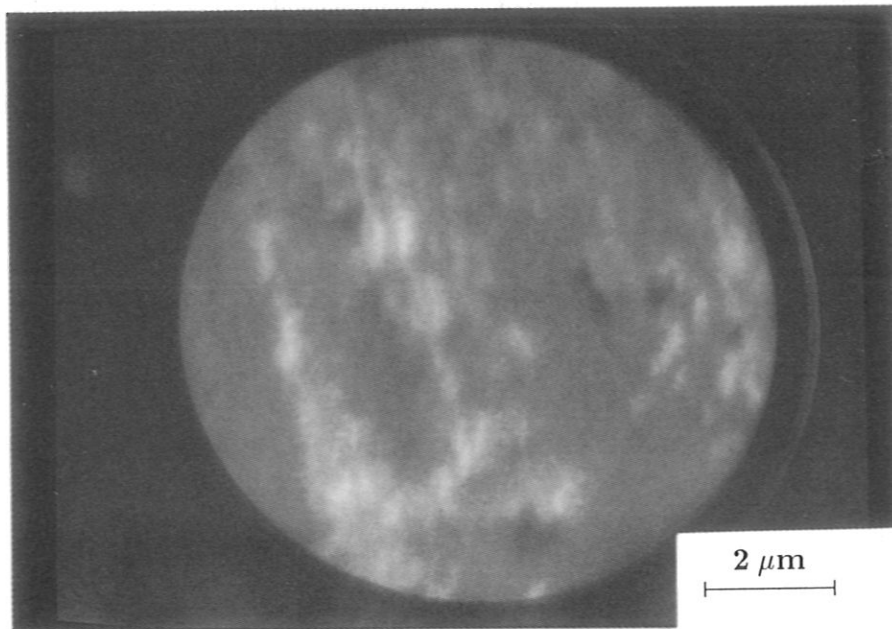


Abb. 5.3: Photoemission an einem Schichtsystem Pb/Au mit der Hauptabbildungssäule. Der zentrale Teil der Abbildung 5.2 ist stärker vergrößert dargestellt. Der Leuchtschirmdurchmesser entspricht $9\mu\text{m}$ auf der Probe.

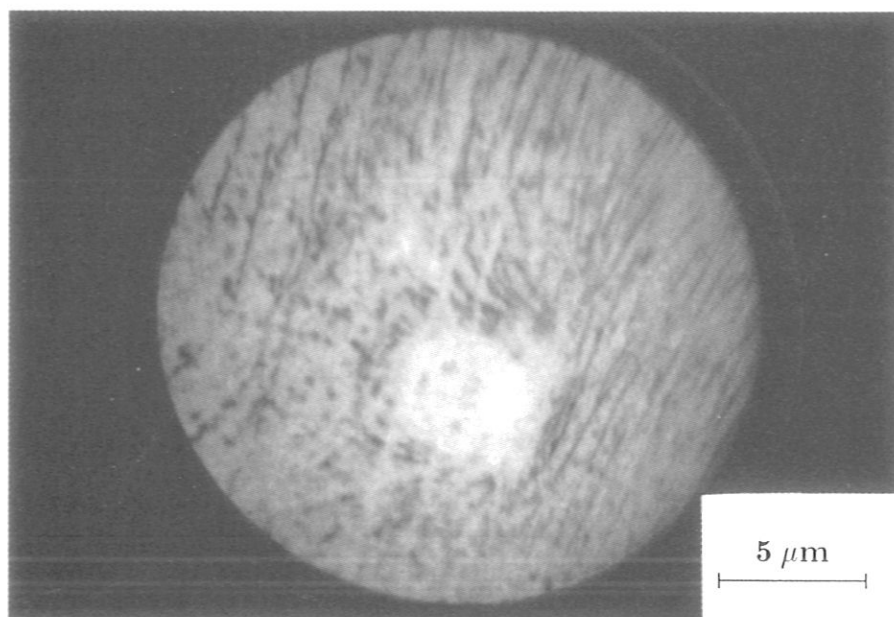


Abb. 5.4: Photoemission an einer Pt(100)-Probe mit der Hauptabbildungssäule. Das Leuchtschirmdurchmesser entspricht $20\mu\text{m}$ auf der Probe.

abbildung aus? Um dies zu untersuchen wurde auf der Pt(100)-Probe eine Stelle mit möglichst breiten und tiefen Kratzern gesucht. Eine solche Stelle ist in der Abbildung 5.5 zu sehen. Die Kratzer ziehen sich von links unten nach rechts oben. Um die Kratzer möglichst gut erkennbar zu machen, wurde die Emissionslinse leicht defokussiert, was im linken Bildbereich zu erkennen ist. Die Kratzer selbst bleiben relativ schwer zu erkennen, da sie Feldverzerrungen verursachen, die sich bei der extrem niedrigen Startenergie der Photoelektronen äußerst negativ auf die Qualität der Abbildung auswirken.

Wie sieht eine solche Struktur nun in der Abbildung mit niederenergetischen, elastisch reflektierten Elektronen aus? Zu diesem Zweck läßt man die Hauptabbildungssäule in exakt dem Zustand, der im Rahmen der Photoemission eingestellt wurde. Die Justierung der Primärsäule muß so erfolgen, daß der Elektronenquellpunkt in die hintere Brennebene der Emissionslinse abgebildet wird und zwar exakt so, daß die gleiche Stelle der Probe beleuchtet wird wie bei der Photoemission. Die Energie der einfallenden Elektronen wird möglichst niedrig gewählt, um die durch die verschiedenen Startenergien bedingten Unterschiede in der Lage des von der Emissionslinse erzeugten Zwischenbildes möglichst klein zu halten. Auf diese Weise

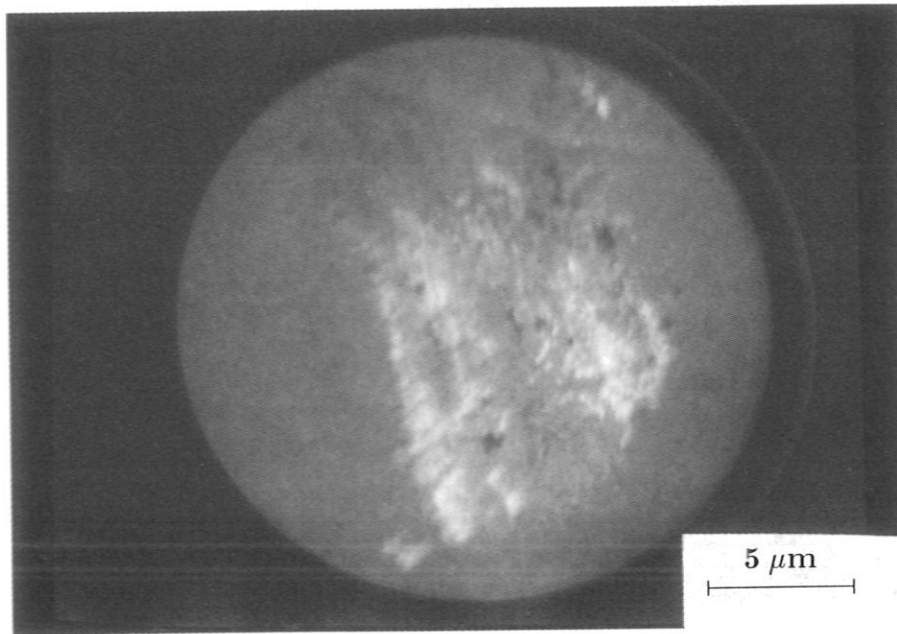


Abb. 5.2: Photoemission an einem Schichtsystem Pb/Au mit der Hauptabbildungssäule. Der Leuchtschirmdurchmesser entspricht 20 μm auf der Probe.

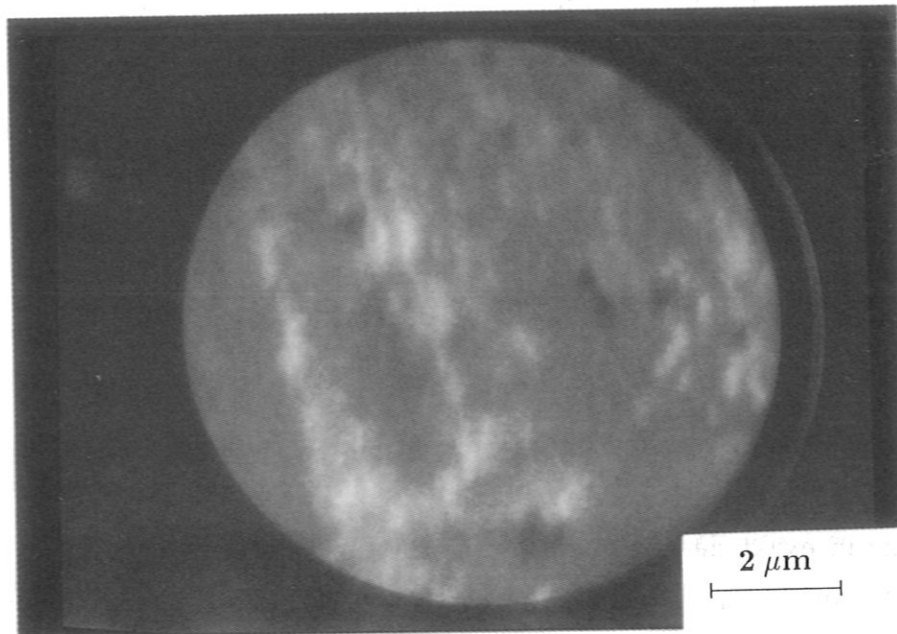


Abb. 5.3: Photoemission an einem Schichtsystem Pb/Au mit der Hauptabbildungssäule. Der zentrale Teil der Abbildung 5.2 ist stärker vergrößert dargestellt. Der Leuchtschirmdurchmesser entspricht 9 μm auf der Probe.

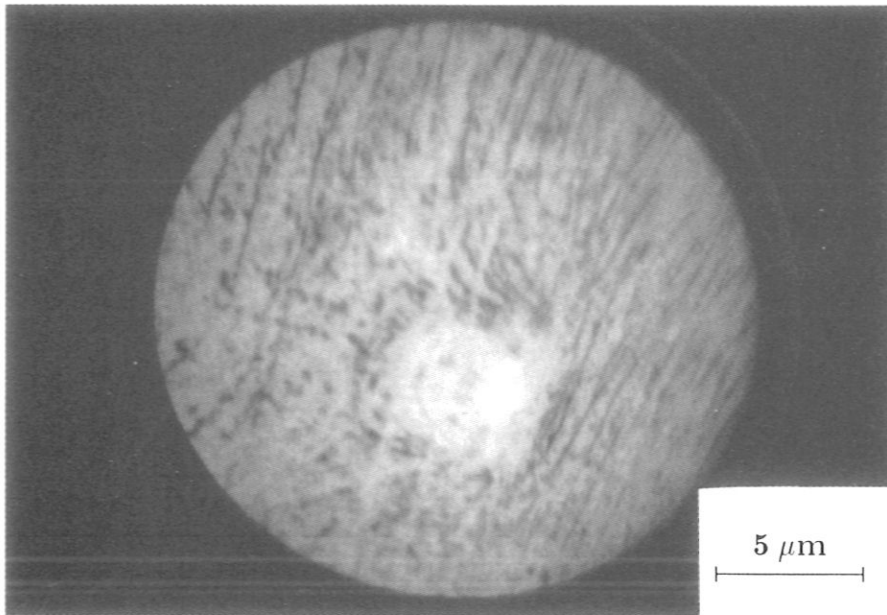


Abb. 5.4: Photoemission an einer Pt(100)-Probe mit der Hauptabbildungssäule. Das Leuchtschirmdurchmesser entspricht 20 μm auf der Probe.

abbildung aus? Um dies zu untersuchen wurde auf der Pt(100)-Probe eine Stelle mit möglichst breiten und tiefen Kratzern gesucht. Eine solche Stelle ist in der Abbildung 5.5 zu sehen. Die Kratzer ziehen sich von links unten nach rechts oben. Um die Kratzer möglichst gut erkennbar zu machen, wurde die Emissionslinse leicht defokussiert, was im linken Bildbereich zu erkennen ist. Die Kratzer selbst bleiben relativ schwer zu erkennen, da sie Feldverzerrungen verursachen, die sich bei der extrem niedrigen Startenergie der Photoelektronen äußerst negativ auf die Qualität der Abbildung auswirken.

Wie sieht eine solche Struktur nun in der Abbildung mit niederenergetischen, elastisch reflektierten Elektronen aus? Zu diesem Zweck läßt man die Hauptabbildungssäule in exakt dem Zustand, der im Rahmen der Photoemission eingestellt wurde. Die Justierung der Primärsäule muß so erfolgen, daß der Elektronenquellpunkt in die hintere Brennebene der Emissionslinse abgebildet wird und zwar exakt so, daß die gleiche Stelle der Probe beleuchtet wird wie bei der Photoemission. Die Energie der einfallenden Elektronen wird möglichst niedrig gewählt, um die durch die verschiedenen Startenergien bedingten Unterschiede in der Lage des von der Emissionslinse erzeugten Zwischenbildes möglichst klein zu halten. Auf diese Weise

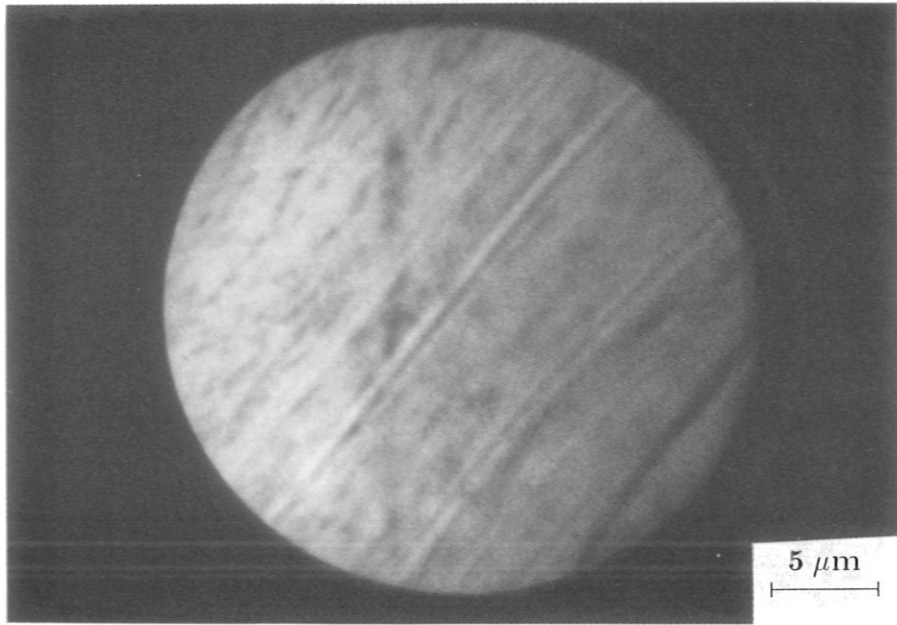


Abb. 5.5: Photoemission an einer Pt(100)-Probe mit der Hauptabbildungssäule. Der Leuchtschirmdurchmesser entspricht 27 μm auf der Probe.

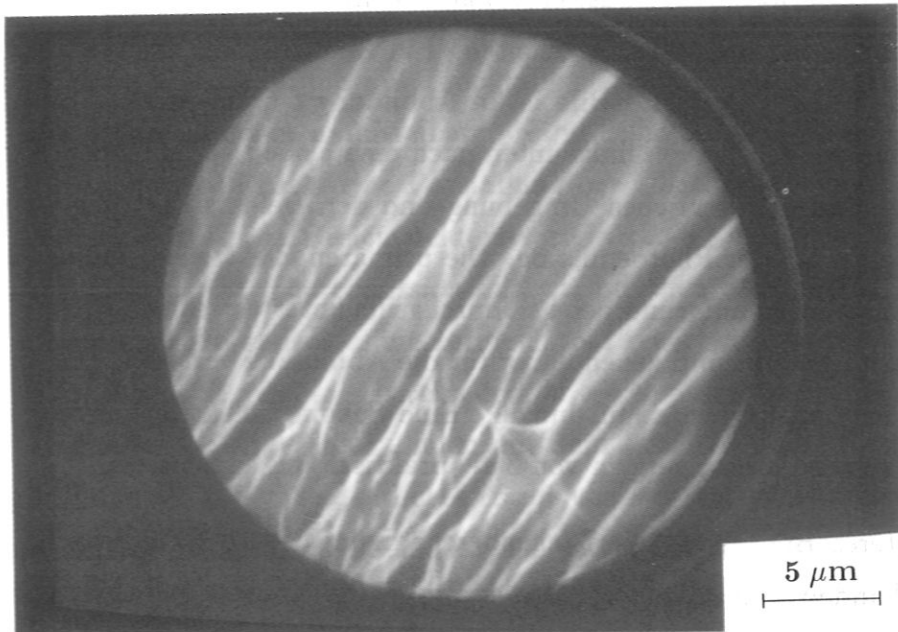


Abb. 5.6: LEERM-Bild der gleichen Stelle wie in der vorausgehenden Abbildung bei etwas stärkerer Vergrößerung. Der Leuchtschirmdurchmesser entspricht 25 μm auf der Probe. Die Elektronenenergie betrug 3 eV.

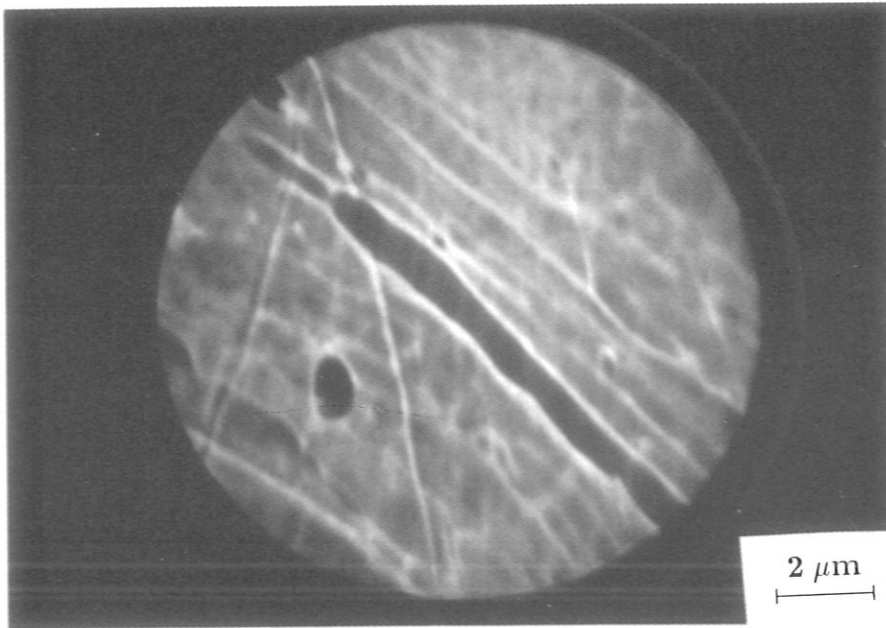


Abb. 5.7: LEERM-Bild eines Teils der Probe der einen Kratzer aufweist. Das Gesichtsfeld ist $12\ \mu\text{m}$. Die Elektronenenergie betrug $3\ \text{eV}$.

wird auch der erforderliche Justieraufwand beim Umschalten zwischen PEEM und LEERM so gering wie möglich gehalten. Ein LEERM-Bild der gleichen Stelle der Probe wie im letzten PEEM-Bild ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Deutlich zu erkennen sind wieder die von links unten nach rechts oben verlaufenden Kratzer. Der Kontrastunterschied zwischen Umgebung und den Defektstrukturen ist wesentlich deutlicher als bei der Photoemission. Die primären Elektronen, die in den Kratzer eindringen, werden aufgrund des Felddurchgriffs unter verschiedensten Winkeln auf das Material gelenkt und gehen daher für die Abbildung verloren. Die entsprechenden Bereiche erscheinen dann dunkel. Eine Sekundärelektronenerzeugung ist bei den hier verwendeten Energien von $3\ \text{eV}$ praktisch ausgeschlossen.

Eine weiteres Bild einer Oberflächenbeschädigung ist in Abbildung 5.7 zu erkennen. Es handelt sich um eine Stelle der Probe, die, abgesehen von der betrachteten Struktur, keine weiteren Beschädigungen aufweist. Auch die Photoemission zeigt in diesem Bereich keine markanten Emissionszentren. Deutlich ist der Einfluß von Feldverzerrungen auf die Abbildung zu erkennen, die durch die Kanten verursacht werden. Ein solcher Effekt ist unvermeidbar, da das Beschleunigungsfeld vor der Probe Teil eines der abbildenden Elemente ist.

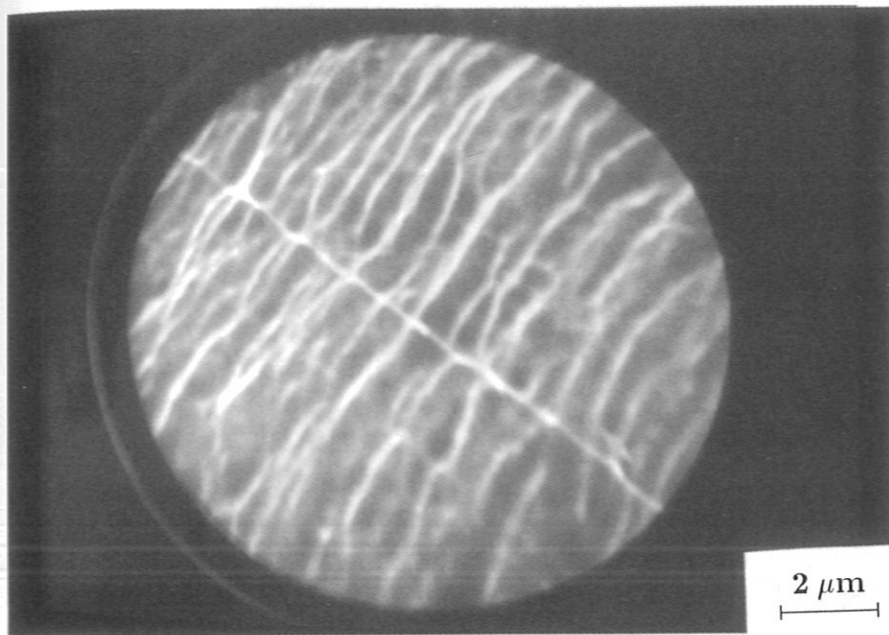


Abb. 5.8: LEERM-Bild eines Teils der Probe, der keine Kratzer aufweist. Das Gesichtsfeld ist $12\ \mu\text{m}$. Die Elektronenenergie betrug $3.5\ \text{eV}$.

LEERM liefert jedoch dann gute Ergebnisse, wenn das homogene Beschleunigungsfeld vor der Probe keine Störung durch die Topografie der Probe selbst erfährt. Sucht man sich eine Stelle, in deren unmittelbarer Nähe keine Kratzer zu erkennen sind, so erhält man durch LEERM eine Darstellung der Oberfläche, wie sie in Abbildung 5.8 zu erkennen ist. Das Gesichtsfeld entspricht ca. $12\ \mu\text{m}$. Die Elektronenenergie betrug $3.5\ \text{eV}$. Ein Photoemissionsbild der gleichen Stelle weist bei Verwendung der Quecksilber-Kurzbogenlampe nur noch sehr geringen Kontrast auf. Ansatzweise ist zu erkennen, daß sich die bereits erwähnten dunklen Linien in die gleiche Richtung ausbreiten wie die hellen Linien auf dem LEERM-Bild. Da bei niedrigerer Energie einige der Linien undeutlicher erscheinen und bei etwas höherer Energie neue Linienstücke hinzukommen, kann es sich dabei um eine Phasenkontrastabbildung handeln. Die hellen Linien werden durch konstruktive Interferenz erzeugt. Bestätigt wird dies durch die Tatsache, daß eine leichte Defokussierung der Linse notwendig ist, um eine kontrastreiche Abbildung zu erzeugen. Um zu überprüfen, ob sich an anderer Stelle der Probe eine ähnliche Struktur finden läßt, wurde auf der gegenüberliegenden Seite der Probe in einem Bereich, der keine sichtbare Beschädigung aufweist, ein LEERM-Bild aufgenommen. Es zeigt sich eine

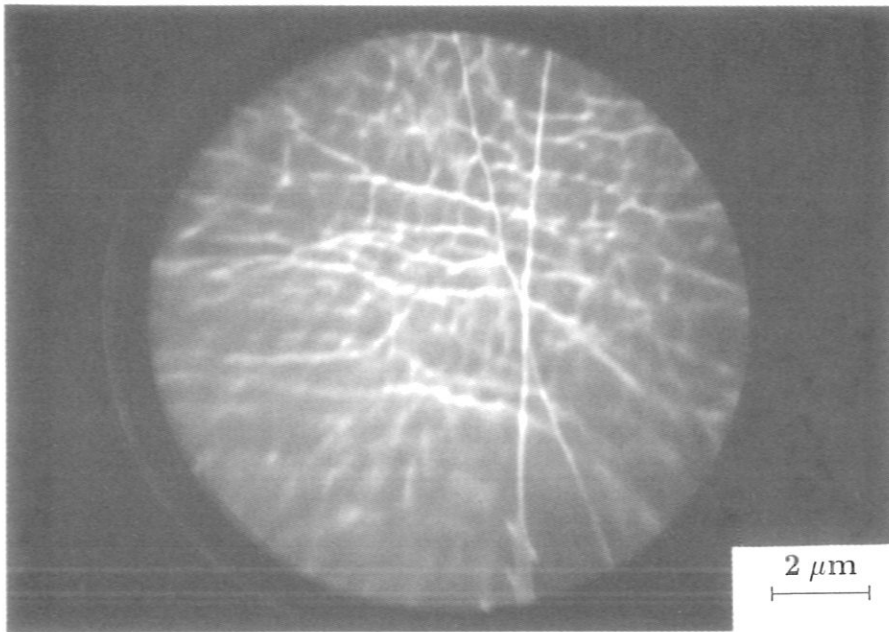


Abb. 5.9: LEERM-Bild von der Pt(100)-Probe. Das Gesichtsfeld ist $12\ \mu\text{m}$. Die Elektronenenergie betrug $3.5\ \text{eV}$.

ähnliche Strukturierung, die allerdings eine andere Vorzugsrichtung aufweist. In der unteren Bildhälfte ist eine Verzeichnung beobachtbar, die dadurch bedingt ist, daß sich der abgebildete Bereich relativ nahe zum Rand der Probe befindet und dadurch dem Einfluß von Feldstärkevariationen ausgesetzt ist.

Was jetzt noch wünschenswert wäre, ist die Darstellung eines LEED-Bildes auf dem Leuchtschirm des Bildverstärkers. Dies ist aus verschiedenen Gründen nicht möglich. Zum einen fehlt die Möglichkeit der Oberflächenreinigung, die Grundvoraussetzung für den Aufbau eines geordneten LEED-Bildes ist. Zum anderen ist das Bild des Elektronenquellpunktes, bedingt durch den Einsatz eines LaB_6 -Emitters ohne Kondensatoranordnung, so groß, daß die Stromdichte in den LEED-Reflexen, deren Größe 1:1 mit der Größe des Primärstrahlfokuspunktes skaliert, nicht mehr ausreichend für eine vergrößerte Abbildung ist.

Im Rahmen dieses Kapitels konnte gezeigt werden, daß das Mikroskop in der Lage ist, die Probe sowohl mit emittierten als auch mit reflektierten Elektronen abzubilden. Für weitergehende Experimente ist es erforderlich, am Mikroskop eine Präparationskammer aufzubauen und die Elektronenkanone für die Erzeugung eines verbesserten Primärstrahlfokuspunktes umzurüsten.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, ein neuartiges Niederenergie-Elektronenmikroskop zu entwickeln, das über eine möglichst große Vielzahl von kontrasterzeugenden Mechanismen in der Lage ist, die Oberfläche von Festkörpern direkt abzubilden. Der Arbeitsumfang umfaßte dabei in seinem ersten Teil die Konzeption, die Konstruktion und den Aufbau des Mikroskops. Dies schließt die gesamte Elektronenoptik, die UV-Beleuchtungs- und Lichthoptik, und die gesamte elektrische Versorgung aller Komponenten des Mikroskops ein. Da viele Komponenten des Gerätes nicht von Massepotential, sondern von der Betriebsspannung von 15 kV aus angesteuert werden müssen, erforderte auch dies einen hohen Konstruktionsaufwand, um die notwendigen Isolationseigenschaften für einen störungsfreien Betrieb erreichen zu können. Mit Ausnahme des Bildverstärkers wurden alle abbildenden Komponenten des Mikroskops konstruiert und in Fertigung gegeben. Im Anschluß daran erfolgte eine Testphase und die Ausführung notwendiger Nachbesserungen, um die geforderten hohen Feldstärken sicher beherrschen zu können. Der nächste Schritt bestand im Gesamtaufbau des Systems und der mechanischen Justierung der einzelnen Komponenten.

An den ersten Teil der Arbeit schloß sich die Inbetriebnahme des vollständig aufgebauten Mikroskops und die Optimierung der Strahlführung an. Der Nachweis der Funktionsfähigkeit wurde an einigen Beispielen aus der Photoemissions-Elektronenmikroskopie (PEEM) und der Niederenergie-Elektronenreflexionsmikroskopie (LEERM) geführt.

An die bisher geleisteten Arbeiten muß sich nun der Aufbau einer Präparationskammer anschließen, die alle Standardmethoden der Oberflächenpräparation und Charakterisierung beinhaltet. Die Elektronenkanone muß vom Testbetrieb mit LaB_6 -

Kathode auf den Einsatz von Schottky-Emittern oder aber den Anbau einer Doppelkondensatoranordnung umgerüstet werden. Auch der Einsatz einer Quelle für spinpolarisierte Elektronen würde neue Möglichkeiten für die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von Oberflächen und dünnen Schichten erschließen.

A Auflösungsvermögen bei LEEM

A.1 Homogenes Beschleunigungsfeld und Auflösungsvermögen

Ein homogenes Beschleunigungsfeld der Länge L beschleunigt geladene Teilchen, die von der Oberfläche in den gesamten Halbraum mit einer anfänglichen Energie von einigen eV emittiert werden. Die analytische Lösung der Bewegungsgleichung liefert als Ergebnis Parabeln der Form

$$r_1 = 2L \frac{V_0}{V_1} \sin \alpha \left(\sqrt{\frac{z V_1}{L V_0} + \cos^2 \alpha} - \cos \alpha \right) \quad (\text{A.1})$$

$$r'_1 = \sin \alpha \sqrt{\frac{L V_0}{z V_1 + L V_0 \cos^2 \alpha}} \quad (\text{A.2})$$

Dabei bedeuten r, z die Position des Teilchens, L die Länge des Beschleunigungsfeldes, V_1 das Beschleunigungspotential, eV_0 die Startenergie des Teilchens und α den Startwinkel des Teilchens relativ zur Probennormalen.

Das Teilchen verläßt das Beschleunigungsfeld in der Richtung der Tangente am Punkt $z = L$. Man erhält für die Bahngleichungen also folgende Beziehungen:

$$r_1 = 2L \frac{V_0}{V_1} \sin \alpha \left(\sqrt{\frac{V_1}{V_0} + \cos^2 \alpha} - \cos \alpha \right) \quad (\text{A.3})$$

$$r'_1 = \sin \alpha \sqrt{\frac{V_0}{V_1 + V_0 \cos^2 \alpha}} \quad (\text{A.4})$$

Die Maximalwerte von r_1 und r'_1 erhält man für Teilchen, die die Probenoberfläche unter einem Winkel von 90° verlassen.

$$r_{1m} = 2L\sqrt{\frac{V_0}{V_1}} \quad (\text{A.5})$$

$$r'_{1m} = \sqrt{\frac{V_0}{V_1}} \quad (\text{A.6})$$

Die Tangente an die Bahnkurve am Ende des Beschleunigungsfeldes schneidet die z -Achse in einem Abstand D , der gegeben ist durch:

$$D = \frac{r_1}{r'_1} = 2L \frac{V_0}{V_1} \left(\frac{V_1}{V_0} + \cos^2 \alpha - \cos \alpha \sqrt{\frac{V_1}{V_0} + \cos^2 \alpha} \right) \quad (\text{A.7})$$

Den Abstand D_{gip} der Gaußschen Bildebene vom Ende des Beschleunigungsfeldes erhält man für den Fall $\alpha \rightarrow 0$:

$$D_{gip} = 2L \quad (\text{A.8})$$

Die Gaußsche Bildebene liegt also um L hinter der Probenoberfläche, und deren Lage ist unabhängig von der Startenergie eV_0 . Dieses Verhalten ist in Abbildung A.1 schematisch dargestellt. Aufgrund dieser Unabhängigkeit der Lage der Gaußschen Bildebene bietet es sich an, für alle weiteren Berechnungen den Ursprung der z -Achse auf diesen Punkt zu legen, so daß die $z = 0$ Ebene mit der Gaußschen Bildebene zusammenfällt. Im praktischen Einsatz ist die Beschleunigungsspannung V_1 immer sehr viel größer als die Startenergie V_0 . Mit dieser Bedingung $V_1 \gg V_0$ ergeben sich aus Gleichung (A.3) und (A.4) folgende Näherungen:

$$r_1 = 2L \frac{V_0}{V_1} \sin \alpha \left(\sqrt{\frac{V_1}{V_0}} - \cos \alpha \right) \quad (\text{A.9})$$

$$r'_1 = \sin \alpha \sqrt{\frac{V_0}{V_1}} \quad (\text{A.10})$$

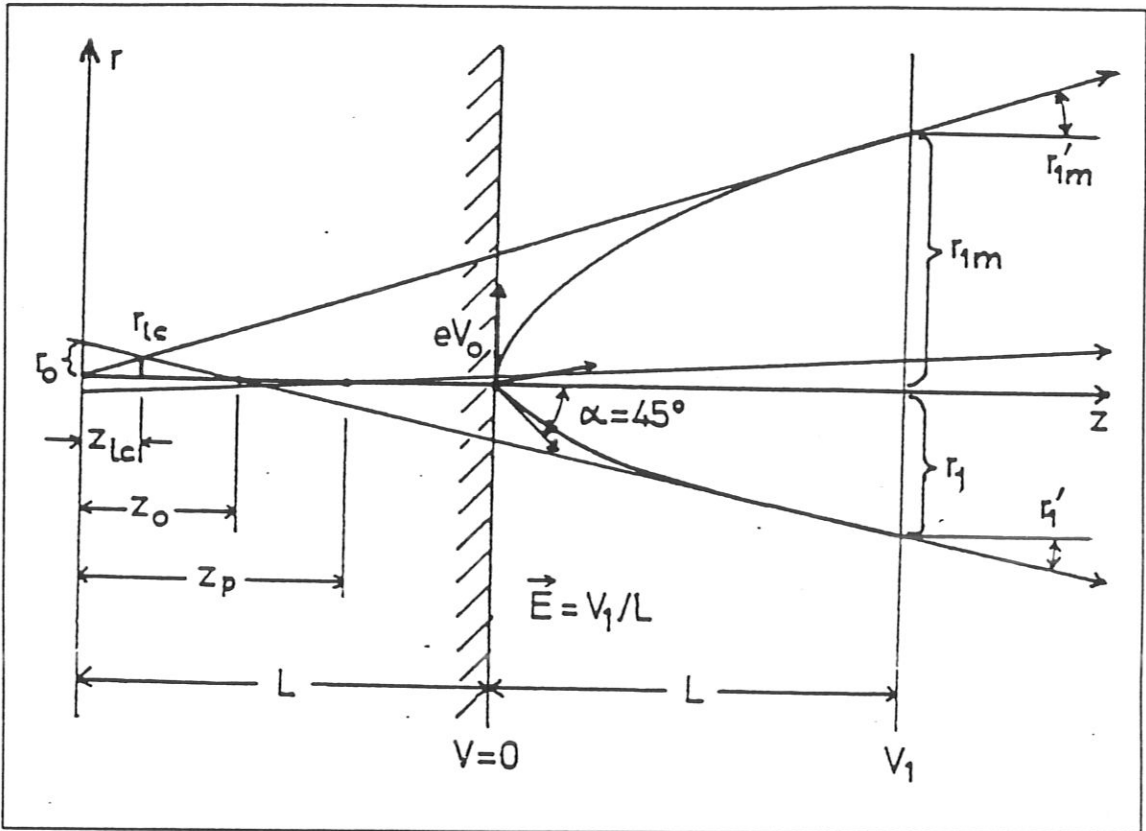


Abb. A.1: Schematische Darstellung der Abbildungseigenschaften eines homogenen Beschleunigungsfeldes. Die mit einer Energie eV_0 von der Oberfläche emittierten Teilchen durchlaufen ein Beschleunigungsfeld der Länge L .

Mit obiger Definition für den Ursprung der z -Achse und dieser Näherung ergibt sich für den virtuellen Startpunkt der Teilchen:

$$z_0 = 2L - \frac{r_1}{r_1'} = 2L \sqrt{\frac{V_0}{V_1}} \cos \alpha \quad (\text{A.11})$$

Die Lage des paraxialen virtuellen Quellpunktes z_p findet man für die Bedingung $\alpha \ll 1$:

$$z_p = 2L \sqrt{\frac{V_0}{V_1}} \quad (\text{A.12})$$

Die Position dieses Punktes ist somit abhängig von der Startenergie eV_0 und hat den gleichen Wert wie r_{1m} aus Gleichung (A.5). Die Tangenten an die Bahnkurven am Ort $z = 2L$ für nicht paraxiale Strahlen schneiden die $z = 0$ Ebene auf einem Kreis mit Radius:

$$r_0 = z_0 r_1 = 2Lr'_1 - r_1 \quad (\text{A.13})$$

Zusammen mit Gleichung (A.9) und (A.10) ergibt sich nun:

$$r_0 = 2L \frac{V_0}{V_1} \sin \alpha \cos \alpha = L \frac{V_0}{V_1} \sin 2\alpha \quad (\text{A.14})$$

Der Aberrationsradius hat in der Referenzebene $z = 0$ ein Maximum für $\alpha = 45^\circ$ und geht sowohl für $\alpha \rightarrow 0$ als auch für $\alpha \rightarrow 90^\circ$ gegen den Wert 0. Die „disc of least confusion“ liegt da, wo sich die Tangenten für Startwinkel $\alpha = 90^\circ$ und $\alpha = 45^\circ$ schneiden. Deren Lage z_{lc} bezüglich der z -Achse ergibt sich durch Gleichsetzung der r -Werte dieser beiden Trajektorien:

$$r_{lc}(90^\circ) = z_{lc} r'_{1m} = z_{lc} \sqrt{\frac{V_0}{V_1}} \quad (\text{A.15})$$

$$r_{lc}(45^\circ) = r_0(45^\circ) - z_{lc} r'_1(45^\circ) = L \frac{V_0}{V_1} - z_{lc} \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{\frac{V_0}{V_1}} \quad (\text{A.16})$$

Zusammen mit Gleichungen (A.6), (A.11) und (A.12) ergibt sich dann:

$$z_{lc} = \frac{L}{1 + \sqrt{2}/2} \sqrt{\frac{V_0}{V_1}} \quad (\text{A.17})$$

Mit Gleichung (A.15) und der Beziehung $V_1/L = E$ für die Feldstärke an der Probenoberfläche ergibt sich [Langmuir (1937)] der Durchmesser der „disc of least confusion“ zu:

$$d_{lc} = 2r_{lc} = \frac{L}{1 + \sqrt{2}/2} \frac{V_0}{V_1} = 1.2 \frac{V_0}{E} \quad (\text{A.18})$$

Dies stellt eine intrinsische Bildaberration dar. Sie ist sowohl für monoenergetische Teilchen der Startenergie eV_0 als auch für Teilchen mit einer bestimmten Energieverteilung gegenwärtig. Im zweiten Fall repräsentiert eV_0 die maximale anfängliche Energie, die noch signifikant an der gesamten Verteilung beteiligt ist.

A.2 Emissionslinse mit Aperturblende

Eine Verbesserung des Auflösungsvermögens bei vorgegebener Startenergie bzw. Energieverteilung ist dadurch möglich, daß nur ein selektierter Anteil aller startenden Teilchen zur Abbildung herangezogen wird. Eine Aperturblende in der hinteren Brennebene der Emissionslinse begrenzt alle Teilchenbündel gleichermaßen in der Ebene $z = 2L$. Auf diese Weise wird ein maximaler Akzeptanzwinkel festgelegt. Der Radius r_{2max} der Strahleinschnürung in der hinteren Brennebene des Linsenfeldes ergibt sich unter Einbeziehung der bildseitigen Brennweite der Emissionslinse f_2 für den vollen Akzeptanzwinkel zu:

$$r_{2max} = f_2 \sqrt{\frac{V_0}{V_1}} \quad (\text{A.19})$$

Dieser maximale Strahldurchmesser wird bestimmt durch Teilchen, die die Probenoberfläche unter einem Winkel von 90° verlassen. Der virtuelle Quellpunkt für diese Teilchen liegt bei $z = 0$. Den Achsenabstand und die Steigung der Trajektorien am Ort $z = 2L$ kann man als Funktion von r_2 , dem Achsenabstand in der Brennebene, ausdrücken:

$$r_1 = r_2 \frac{2L}{f_2} \sqrt{\frac{V_2}{V_1}} \quad (\text{A.20})$$

$$r'_1 = \frac{r_2}{f_2} \sqrt{\frac{V_2}{V_1}} \quad (\text{A.21})$$

Bringt man nun eine Aperturblende, häufig auch Kontrastblende genannt, in die hintere Brennebene ein, dann werden die Randstrahlen aller Strahlenbündel entsprechend dem Blendendurchmesser r_a begrenzt. Der maximale Achsenabstand und die maximale Steigung am Ort $z = 2L$ der Trajektorien für Teilchen, die gerade noch passieren können, ist gegeben durch folgende Beziehungen:

$$r_{1m} = r_a \frac{2L}{f_2} \sqrt{\frac{V_2}{V_1}} \quad (\text{A.22})$$

$$r'_{1m} = \frac{r_a}{f_2} \sqrt{\frac{V_2}{V_1}} \quad (\text{A.23})$$

Die Aperturblende definiert nun eine maximale Startenergie eV_a , bis zu der alle Teilchen, die in den gesamten Halbraum emittiert werden, passieren können, selbst solche mit einem Startwinkel $\alpha = 90^\circ$. Man erhält aus Gleichung (A.6) und (A.23):

$$V_a = r'_{1m}{}^2 V_1 = \left(\frac{r_a}{f_2}\right)^2 V_2 \quad (\text{A.24})$$

Nun müssen für die weitere Betrachtung im wesentlichen drei verschiedene Fälle unterschieden werden, abhängig von der Größe von V_{0max} :

(1) $V_{0max} < V_a$: In diesem Fall zeigt die eingebrachte Blende keine Wirkung bezüglich der Strahlbegrenzung. Eine solche Blendenanordnung ist aber dann sinnvoll, wenn es gilt den Einfluß von Streustrahlung auf die Abbildung zu minimieren, ohne die Abbildungseigenschaften zu verändern. Ein weiteres Einsatzgebiet stellt die Verwendung als Druckstufe für differentiell gepumpte, teilchenoptische Abbildungssäulen dar.

(2) $V_a < V_0 < 2V_a$: In diesem Fall ist der Aberrationsdurchmesser in der Ebene $z = 0$ durch die Teilchen bestimmt, die unter einem Winkel von 45° mit der Energie eV_{0max} starten. Aus Gleichung (A.14) ergibt sich dann für den Radius:

$$r_0 = L \frac{V_{0max}}{V_1} \quad (\text{A.25})$$

Die „disc of least confusion“ wird jetzt durch den Schnittpunkt der Tangenten von Teilchen bestimmt, die unter einem Winkel von 45° mit der Energie eV_{0max} starten und solchen, die unter einem Winkel von 90° mit der Energie eV_a starten:

$$r_{lc}(V_a, 90^\circ) = z_{lc} r'_1(90^\circ) = z_{lc} \sqrt{\frac{V_a}{V_1}} \quad (\text{A.26})$$

$$r_{lc}(V_{0max}, 45^\circ) = r_{0max}(45^\circ) - z_{lc} r'_1(45^\circ) = L \frac{V_{0max}}{V_1} - z_{lc} \sqrt{\frac{V_{0max}}{2V_1}} \quad (\text{A.27})$$

$$z_{lc} = L \frac{V_{0max}}{\sqrt{V_1} (\sqrt{V_a} + \sqrt{V_{0max}/2})} \quad (\text{A.28})$$

Damit ergibt sich der Durchmesser der „disc of least confusion“ zu:

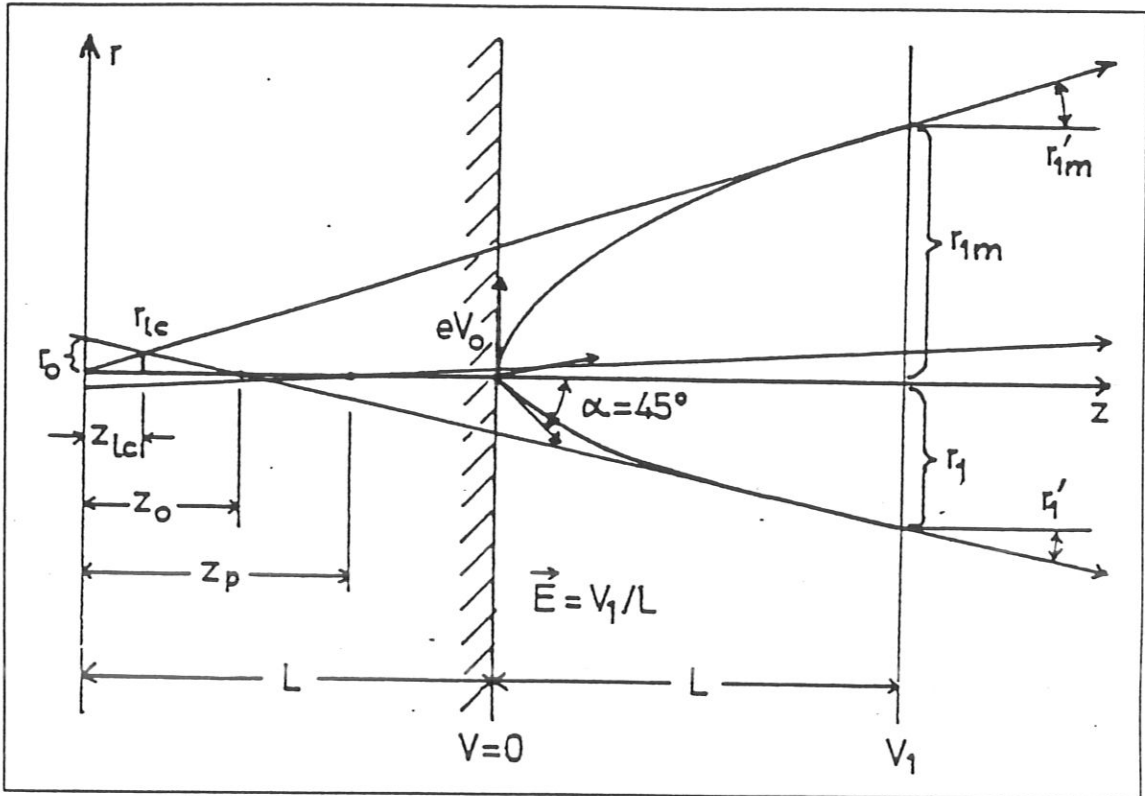


Abb. A.2: Einfluß der Aperturblende in der hinteren Brennebene für den Fall $V_a \leq V_{0max} \leq V_a$.

$$d_{lc} = 2r_{lc} = \frac{2}{E} \frac{V_{0max}}{1 + \sqrt{V_{0max}/2V_a}} \quad (\text{A.29})$$

Eine schematische Darstellung dieser Situation findet sich in Abbildung A.2.

Diese Beziehung gilt, solange V_{0max} so klein ist, daß alle Teilchen mit einem Startwinkel $\alpha = 45^\circ$ die Aperturblende noch passieren können. Mit den Gleichungen (A.10), (A.21) und (A.24) findet man die maximale Startenergie eV_b , für die gerade noch alle Teilchen mit einem Startwinkel von 45° die Aperturblende von Radius r_a passieren können:

$$\frac{r_a}{f_2} \sqrt{\frac{V_2}{V_1}} = \sin 45^\circ \sqrt{\frac{V_b}{V_1}} = \sqrt{\frac{V_a}{V_1}} \rightarrow V_b = 2V_a \quad (\text{A.30})$$

Setzt man nun den Wert $V_b = 2V_a$ ein für V_{0max} in Gleichung (A.29), so ergibt sich:

$$d_{lc} = 2 \frac{V_a}{E} \quad (\text{A.31})$$

Setzt man andererseits für V_{0max} den Wert V_a ein in Gleichung (A.29), so ergibt sich

$$d_{lc} = 1.2 \frac{V_0}{E} \quad (\text{A.32})$$

und das Ergebnis wird identisch zu Gleichung (A.18).

(3) $V_{0max} > 2V_a$: Der größte akzeptierte Startwinkel α_{max} für die Startenergie eV_{0max} ergibt sich aus Gleichung (A.10) zusammen mit den Gleichungen (A.21) und (A.24):

$$\sin \alpha_{max} = r'_{1max} \sqrt{\frac{V_1}{V_{0max}}} = \frac{r_a}{f_2} \sqrt{\frac{V_2}{V_{0max}}} = \sqrt{\frac{V_a}{V_{0max}}} \quad (\text{A.33})$$

$$\cos \alpha_{max} = \sqrt{1 - \frac{V_a}{V_{0max}}} \quad (\text{A.34})$$

Unter Einbeziehung von Gleichung (A.33) und (A.34) ergibt sich aus Gleichung (A.14) der maximale Radius r_{0max} des Aberrationsscheibchens in der Ebene $z = 0$ zu:

$$r_{0max} = \frac{2}{E} \sqrt{V_a (V_{0max} - V_a)} \quad (\text{A.35})$$

Die „disc of least confusion“ wird nun gebildet aus dem Schnittpunkt der Trajektorien von Teilchen mit der Startenergie eV_a und dem Startwinkel $\alpha = 90^\circ$ und denen, für die die Aberrationsscheibe in der Ebene $z = 0$ maximal wird. Da in diesem Fall für beide Trajektorien die gleiche Steigung r'_{1max} gilt, ergibt sich der Durchmesser der „disc of least confusion“ zu:

$$d_{lc} = \frac{2}{E} \sqrt{V_a (V_{0max} - V_a)} \quad (\text{A.36})$$

Die eben beschriebene Situation wird durch Abbildung A.3 wiedergegeben.

Setzt man für $V_{0max} = 2V_a$ ein, so wird das Ergebnis $d_{lc} = 2V_a/E$ und damit identisch zu Gleichung (A.31).

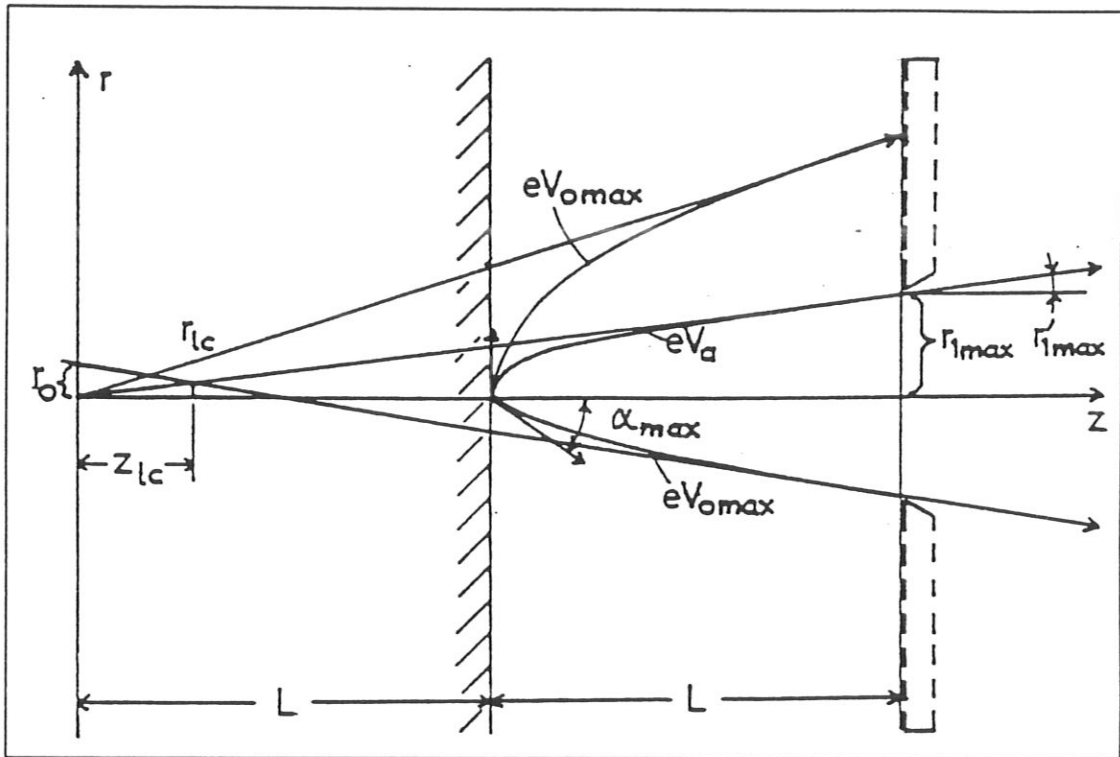


Abb. A.3: Einfluß einer Aperturblende in der hinteren Brennebene für den Fall $V_{0max} > 2V_a$.

B Glossar

AFM	Atomic Force Microscopy
BEEM	Ballistic Energy Electron Microscopy
CFE	Cold Field Emission
EEM	Emission Electron Microscopy
FEM	Field Electron Microscopy
FIM	Field Ion Microscopy
LEED	Low Energy Electron Diffraction
LEEM	Low Energy Electron Microscopy
LEERM	Low Energy Electron Reflection Microscopy
MEM	Mirror Electron Microscopy
PEEM	Photo Emission Electron Microscopy
PEM	Photo Electron Microscopy
RHEED	Reflection High Energy Electron Diffraction
SAM	Scanning Auger Microscopy
SE	Schottky Emission
SEM	Scanning Electron Microscopy
SIM	Scanning Ion Microscopy
STM	Scanning Tunneling Microscopy
TEM	Transmission Electron Microscopy
TF	Thermal Field Emission
UHV	Ultra High Vacuum
UV	Ultra Violet
VUV	Vacuum Ultra Violet
XPS	X-Ray Photoemission Spectroscopy

Literaturverzeichnis

- Allen F.G., Gobeli G.W., (1964),
J. Appl. Phys. **35**, 597
- Bauer E., (1985),
Ultramicroscopy **17**, 51
- Bell A.E., Swanson L.W., (1979),
Phys. Rev. **B19**, 3353
- Binnig G., Rohrer H., Gerber Ch., Weibel E., (1982),
Appl. Phys. Lett. **40**, 178
- Boersch H., (1954),
Z. Physik **139**, 115
- Canfield L.R., Hass G., Waylonis J.E., (1966),
Applied Optics **5**, 45
- Donath M., Scholl D., Siegmann H.C., Kay E., (1991),
Appl. Phys. A **52**, 206
- Eastman D.E., (1970),
Phys. Rev. B **2**, 1
- Engel W., (1968),
Dissertation, Freie Universität Berlin
- Engel W., Kordesch M.E., Rothermund H.H., Kubala S., Oertzen A. von, (1991),
Ultramicroscopy **36**, 148
- Ertl G., Küppers J., (1985),
Low Energy Electrons and Surface Chemistry, VCH Verlagsgesellschaft mbH,
Weinheim
- Fert C., Simon R., (1957),
C. R. Acad. Sci. Paris **244**, 1177
- Fraser G.W., (1983),
Nucl. Instr. and Meth. **206**, 445

- Gesley M., Hohn F., (1988),
J. Appl. Phys. **64**, 3380
- Griffith O.H., Rempfer G.E., (1987),
Adv. Optical and Electron Microscopy **10**, 269
- Grivet P., (1965),
Electron Optics, Pergamon Press
- Gubser D.U., Wolf S.A., Cox J.E., (1979),
Rev. Sci. Instr. **50**, 751
- Hawkes P.W., Kasper E., (1989),
Principles of Electron Optics, Volume 1 & 2, Academic Press
- Heath D.F., Sacher P.A., (1966),
Applied Optics **5**, 937
- Heinemann K., Lenz F., (1968),
Optik **27**, 454
- Herzog R., (1935),
Z. Phys. **97**, 596
- Hohn F.J., (1985),
Scanning Electron Microsc. **IV**, 1327
- Klingelhofer G., Wiacker H., Kankleit E., (1986),
Nucl. Instr. and Meth. **A247**, 379
- Knauer W., (1981),
Optik **59**, 335
- Kolac U., (1988),
Dissertation, Universität Würzburg
- Langmuir D.B., (1937),
Proc. Inst. Radio Eng. **25**, 977
- Liebl H., (1979),
Optik **53**, 69
- Liebl H., (1987),
Optik **76**, 170
- Liebl H., (1988),
Optik **80**, 4
- Liebl H., Senftinger B., (1990),
Proceedings XIIth ICEM, 352
- Liebl H., Senftinger B., (1991),
Ultramicroscopy **36**, 91

- Mager A., (1968),
 J. Appl. Phys. **39**, 1914
- Mager A.J., (1970),
 IEEE Trans. Mag. **MAG-6**, 67
- Massey G.A., (1983),
 IEEE J. Quantum Electron. **QE 19**, 873
- Möllenstedt G., Lenz F., (1963),
 Adv. Electr. Electr. Phys. **18**, 251
- Nieuwenhuys B.E., Sachtler W.M.H., (1973),
 Surf. Sci. **34**, 317
- Oertzen A. von, Rotermund H.H., Jakubith S., Ertl G., (1991),
 Ultramicroscopy **36**, 107
- Orloff J., Swanson L.W., (1979),
 J. Appl. Phys. **50**, 2494
- Pappas D.P., Kämper K.-P., Miller B.P., Hopster H., Fowler D.E., Brundle C.R.,
 Luntz A.C., Shen Z.-X., (1991),
 Phys. Rev. Lett. **66**, 504
- Read F.H., Adams A., Soto-Montiel J.R., (1971),
 J. Phys. E **4**, 625
- Recknagel A., (1941),
 Z. Phys. **117**, 689
- Recknagel A., (1943),
 Z. Phys. **120**, 331
- Recknagel A., Storbeck F., (1966),
 Proc. 6th Intern. Congr. Electron Microscopy, Kyoto, 221
- Rempfer G.F., (1984),
 J. Appl. Phys. **57**, 2385
- Rempfer G.F., Skoczylas W.P., Griffith O.H., (1991),
 Ultramicroscopy **36**, 196
- Resandt R.W.W. van, (1980),
 J. Phys. E: Sci. Instr. **13**, 1162
- Riddle G.H.N., (1978),
 J. Vac. Sci. Tech. **15**, 857
- Riesenberg H., (1956),
 Jenaer Jahrbuch **1956**, 30
- Rose H., Spehr R., (1983),
 Adv. Electr. Electr. Phys. Suppl. **13C**, 475

- Ruska E., (1933),
Z. Phys. **83**, 684
- Samson J.A., (1967),
Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy, John Wiley & Sons
- Samson J.A.R., Liebl H., (1962),
Rev. Sci. Instr. **33**, 1340
- Schwarzer R.A., (1981),
Microscopica acta **84**, 51
- Seah M.P., Dench W.A., (1979),
Surf. Infr. Anal. **1**, 2
- Senftinger B., Liebl H., (1990),
Proceedings XIIth ICEM, 354
- Septier A., (1954),
J. Phys. Rad. **15**, 573
- Slodzian G., (1980),
Adv. Electr. Electr. Phys., Suppl. **13B**, 1
- Soa E.-A., (1959),
Jenaer Jb. 1959 I, 115
- Storbeck F., (1967),
Ann. Phys. **20**, 272
- Telieps W., Bauer E., (1985),
Ultramicroscopy **17**, 57
- Thanailakis A., (1974)
Inst. Phys. Conf. Ser., 59
- Tonner B.P., Harp G.R., (1988),
Rev. Sci. Instr. **59**, 853
- Tuggle D.W., Li J.Z., Swanson L.W., (1985),
Journal of Microscopy **140**, 293
- Uchikawa Y., Maruse S., (1969),
J. Electron Microsc. **18**, 118
- Uchikawa Y., Maruse S., (1970),
J. Electron Microsc. **19**, 12
- Wadey W.G., (1956),
Rev. Sci. Instr. **27**, 910
- Wiza J.L., (1979),
Nucl. Instr. and Meth. **162**, 587

Wollnik H., (1987),
Optics of Charged Particles, Academic Press

Yau Y.W., Groves T.R., Pease R.F.W., (1983),
J. Vac. Sci. Technol. B1, 1141

Danksagungen

Diese Arbeit wurde in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. V. Dose am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP) in Garching durchgeführt und dabei aus Mitteln der Max-Planck-Gesellschaft gefördert, was hier dankbar anerkannt wird.

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- *besonders bei Herrn Prof. Dr. V. Dose für die Möglichkeit diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe durchführen zu können, sowie für das stete Interesse am Fortgang der Arbeit.*
- *bei Herrn Prof. Dr. J. Küppers und Herrn Dr. E. Taglauer, die durch ihr Engagement für die Bereitstellung von Personalmitteln die Fertigstellung der Arbeit ermöglichten.*
- *ganz besonders bei Herrn Dr. H. Liebl für seine unschätzbare Hilfe bei Konzeption und Konstruktion der Elektronenoptik und die Unterbringung eines durch die IPP-Sozialabteilung zur Obdachlosigkeit verdamnten Doktoranten.*
- *bei Herrn Dr. R. Drube, Herrn Dr. R. Schneider und Herrn Dr. M. Donath (zeitliche Reihenfolge !) für die Durchsicht der ersten Versionen des Manuskripts und die vielen Anregungen.*
- *bei Herrn M. Hunger, der durch sein Organisationstalent den Fortgang der Aufbauarbeiten mehrfach beschleunigen half.*
- *bei allen Mitarbeitern der Abteilungswerkstätten und der zentralen technischen Einrichtungen (ZTE) für die geleisteten Arbeiten im Rahmen der Fertigung des Mikroskops. Ganz besonders dafür, daß so manch dringendes Problem außerhalb des offiziellen Dienstweges kurzfristig erledigt werden konnte.*
- *bei allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe für das gute Arbeitsklima und ihre Hilfsbereitschaft.*