

- ⁶ N. G. BACHSCHIEV, W. P. WOLKOV u. A. W. ALTAJSKAJA, Opt. Spektr. **28**, 51 [1970].
⁷ A. KAWSKI u. J. KUKIELSKI, Z. Naturforsch. **25a**, 1380 [1970].
⁸ K. DIMROTH, Angew. Chem. A **60**, 70 [1948].
⁹ K. DIMROTH, Chimia **15**, 80 [1961].
¹⁰ N. G. BACHSCHIEV, Opt. Spektr. **10**, 717 [1961]; **16**, 821 [1964].
¹¹ L. BILOT u. A. KAWSKI, Z. Naturforsch. **17a**, 621 [1962].
¹² A. KAWSKI, Acta Phys. Polon. **25**, 285 [1964].
¹³ Dr. M. PALUCH (Zakład Katalizy i Fizyki Chemii Powierzchni PAN w Krakowie) gilt unser Dank für die Ermöglichung dieser Messungen.
¹⁴ A. KAWSKI, J. KAMIŃSKI u. E. KUTEŃ, J. Pyhs. B, Atom. Molec. Phys. **4**, 609 [1971].
¹⁵ Dr. J. NAJBAR (Zakład Chemii Fizycznej i Elektrochemii Instytutu Chemii UJ w Krakowie) gilt unser Dank für die Ermöglichung dieser Messungen.
¹⁶ In Vorbereitung.
¹⁷ A. E. LUCKIJ u. L. A. KOTSCHERGINA, J. Phys. Chim. (UdSSR) **37**, 460 [1963].
¹⁸ S. SOUNDARARAJAN u. M. J. VOLD, Trans. Faraday Soc. **54**, 1151 [1957].
¹⁹ E. LIPPERT, Z. Phys. Chem. N.F. **6**, 125 [1956].

Dreidimensional abbildende Elektronenmikroskope

I. Prinzip der Geräte

W. HOPPE

Abteilung für Röntgen-Strukturforschung am Max-Planck-Institut für Eiweiß- und Lederforschung
München
und Physikalisch-Chemisches Institut der Technischen Universität, Abteilung für Strukturforschung
München, Schillerstraße

(Z. Naturforsch. **27 a**, 919—929 [1972]; eingegangen am 19. März 1972)

Threedimensionally Imaging Electron Microscopes

The principles of new electron optical imaging systems will be described which make possible the threedimensional image construction of a small object. Data of threedimensional Fourier space are collected by the registration of several images using primary beams with different tilting angles. The simplest device of such a type — a magnetic fly's eye system — will lead to spherical aberrations larger than about 20 mm. It will be shown, that there is a good chance to correct "ring zone segment"-systems to reach atomic resolution with or without image-reconstruction-calculations. Not only microscopes with conventional bright field and dark field imaging but also transmission scanning microscopes can be constructed using these principles.

Einleitung

Seit längerer Zeit beschäftigen sich die Elektronenmikroskopiker mit der Aufgabe, das Auflösungsvermögen des Elektronenmikroskops so weit zu steigern, daß Atome abgebildet werden können. Der Verfasser hat bereits an einigen Stellen darauf hingewiesen ¹⁻³, *, daß diese Problemstellung unzureichend ist. Sie wäre nur sinnvoll, wenn man auch Präparate von der Schichtdicke der Größenordnung der atomaren Auflösung (also von ca. 1—5 Å) präparieren könnte. Dann wären die Atome in Projektion voneinander getrennt und man könnte ihre Orte mit einem Mikroskop der Auflösung von ungefähr 1 Å bestimmen. Tatsächlich sind aber die abzubildenden Moleküle sehr viel dicker und es wäre natür-

lich ein Unding, sie etwa in einem Superultramikrotom in dünne Schichten schneiden zu wollen. Nun gibt es zwar Spezialfälle, wo auch zweidimensionale Analysen ausreichen — etwa wenn man den Ort einzelner Schweratome sucht (insbesondere wenn man sie vom Leichtatomrest diskriminieren kann ^{4,5}) oder Differenzbildtechniken anwendet ⁶. Im allgemeinen Fall muß man aber — wie in ¹⁻³ ausgeführt wurde — konsequenter Weise die zweidimensionale Abbildung des Elektronenmikroskops durch eine dreidimensionale Abbildung ersetzen ⁷. Das ist, wie unabhängig von KLUG und DEROSIER ⁹ und von uns ¹⁰ gezeigt wurde, im Prinzip in jedem Elektronenmikroskop möglich, wenn man eine Serie von Aufnahmen des (periodischen oder aperiodischen) Präparats mit verschiedener Neigung zur optischen Achse herstellt. Allerdings erfordert eine solche Analyse eine Reihe von langwierigen Experimenten mit dazwischen geschalteten Bewegungen des Präparates, getrennten Registrierungen etc. Den Experimenten folgt eine komplizierte rechnerische Aus-

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. W. HOPPE, Abt. Röntgenstrukturforschung, Max-Planck-Institut für Eiweiß- und Lederforschung, D-8000 München 15, Schillerstr. 46.

* Anmerkungen und Literaturzitate sind auf Seite 929 zusammengefaßt.



wertung. Natürlich lassen sich diese Operationen bei einiger Mühe vereinfachen, sicherer gestalten etc.; rechnerische Auswertungen lassen sich weitgehend automatisieren. Wir haben uns aber gefragt, ob es nicht einen parallelen Weg zur dreidimensionalen Elektronenmikroskopie gibt, der es gestattet, die Resultate in ähnlich einfacher Weise zu erhalten wie in der klassischen zweidimensionalen Elektronenmikroskopie. In diesem Zusammenhang ist eine Vermeidung von Bewegungen des Objektes während der dreidimensionalen „Aufnahme“ wichtig. Mechanische Bewegungen sind immer eine Unsicherheitsquelle; sie lassen sich sehr schwer genau und reproduzierbar in Å-Dimensionen durchführen. Es ist weiter zu fordern, daß die dreidimensionale Registrierung simultan oder quasimultan¹¹ zu erfolgen hat (analog wie bei jeder zweidimensionalen Aufnahme), da sich sicher nie ganz vermeiden läßt, daß ein Präparat während der Registrierung Strahlenschäden erleidet. Bei simultaner Registrierung ist man sicher, daß man ein korrekt „gemitteltes“ dreidimensionales „Bild“ erhält. Schließlich besteht Aussicht (wie später im einzelnen noch gezeigt wird), einen grundsätzlichen Nachteil der Kippverfahren – nämlich die Änderung der Fokussierungsebene im Präparat bei Kippung – zu eliminieren. Man könnte bei der Definition des „dreidimensional abbildenden Mikroskops“ auch verlangen, daß ein solches Gerät unmittelbar dreidimensionale Dichteverteilungen des Objektes erzeugt, ähnlich wie ein konventionelles Mikroskop zweidimensionale Bilder zeichnet. Sowohl aus praktischen wie aus grundsätzlichen Überlegungen ist aber diese Forderung zu weitgehend. Wir wollen uns mit der Forderung begnügen, daß man das dreidimensionale Bild aus den im Elektronenmikroskop erhaltenen Daten in einem „Analogrechengerät“ oder in einem digitalen Computer ermitteln („rekonstruieren“) kann. Diese Bildrekonstruktion ist übrigens auch in der zweidimensionalen Elektronenmikroskopie bereits ein vieldiskutiertes Hilfsverfahren (zur Auflösungserhöhung, zur Diskriminierung von Schwer- und Leichtatomen, vgl. 1–3) geworden.

Wir fassen zusammen: Als dreidimensional abbildende Elektronenmikroskope sollen elektronenoptische Geräte verstanden werden, welche es gestatten, in einem einzigen Experiment (= „Aufnahme“) am feststehenden Präparat die Daten des *reziproken Raumes* (Amplituden und Phasen) für die untersuchte Objektstelle zu ermitteln. Im Gegensatz dazu

mißt ein zweidimensional abbildendes Elektronenmikroskop die Daten auf einer, durch den Ursprung gehenden Schnittfläche (näherungsweise Ebene, im allgemeinen Kugelfläche) des reziproken Raumes. Es sei noch erwähnt, daß bei dreidimensionaler Abbildung die Anforderung an die Auflösung gesenkt werden kann. So ist bei der Röntgen-Proteinstrukturanalyse die Aufstellung eines atomaren Modells schon bei $\sim 2 \text{ \AA}$ Punktauflösung möglich. Zusätzlich sei darauf hingewiesen, daß ein dreidimensional abbildendes Mikroskop auch im nichtatomaren Auflösungsbereich grundsätzlich neue Möglichkeiten bietet (z. B. Aufklärung der Quartärstruktur von Proteinen bei Auflösungen von $10 - 20 \text{ \AA}$).

Das dreidimensional abbildende Objektiv

Wie in ¹ gezeigt wurde, läßt sich die Abbildung in einem konventionellen Elektronenmikroskop bei Beleuchtung mit geringer Apertur (kohärente Beleuchtung) als Spezialfall der Elektronenbeugung an einem dreidimensionalen Objekt mit der Ewaldschen Kugelkonstruktion einfach und anschaulich verstehen. Nach Abb. 1 a werden in der dreidimensionalen Fourier-Transformierten des Objekts die Fourier-Koeffizienten erfaßt, welche auf einer durch den Ursprung des reziproken Raumes gehenden Kugelfläche mit dem Radius $1/\lambda$ liegen. Von einem dreidimensionalen Objektiv wird man grundsätzlich verlangen müssen, daß es – ohne Änderung der geometrischen Zuordnung von Objekt und Objektiv – die Fourier-Koeffizienten nicht nur

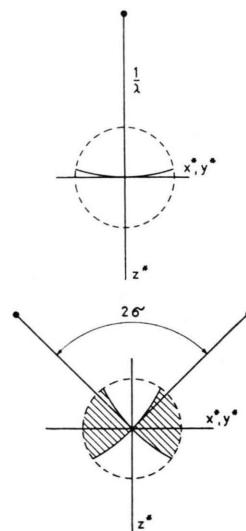


Abb. 1. Erreichbarer Bereich im reziproken Raum. Durch Auflösung gegebene Grenze (strichliert). a) Ewaldsche Kugelschale bei Wellenlänge λ (z^* = optische Achse) für eine einzige Primärstrahlrichtung; b) durch Kippung um den Winkel $\pm \sigma$ erreichbarer reziproker Raum (schräffiert gezeichnet).

auf einer Fläche, sondern im gesamten reziproken Raum liefern soll. Abbildung 1 b zeigt, wie diese Forderung grundsätzlich erfüllt werden kann. Dem Objekt wird an Stelle eines einzigen Primärstrahles ein Bündel von Primärstrahlen mit möglichst großem Öffnungswinkel σ zugeordnet. Da jeder Streustrahlrichtung eine Ewaldsche Kugelschale entspricht, wird der reziproke Raum im Prinzip lückenlos abgetastet. Bei einem Öffnungswinkel von σ kleiner 90° ¹² verbleibt allerdings ein nicht erfassbarer „blinder“ Bereich im reziproken Raum. Wie aus dieser Überlegung bereits hervorgeht, genügt ein ebenes Primärstrahlbündel für die Erfassung des reziproken Raums. In Verallgemeinerung läßt sich sofort einsehen, daß für den gleichen Zweck auch ein nach einer beliebigen Fläche gekrümmtes Primärstrahlbündel herangezogen werden kann; wichtige Spezialfälle sind eine Kegelfläche mit dem Öffnungswinkel σ und eine ebene Fläche mit dem Öffnungswinkel 2σ als geometrische Orte für die Primärstrahlen. Natürlich läßt sich im Prinzip auch ein räumliches Primärstrahlbündel vorsehen (etwa ein Vollkegel mit dem Öffnungswinkel σ). In diesem Fall ist aber die Information stark redundant; ein Fourier-Koeffizient wird mehrmals – bei verschiedenen Primärstrahlrichtungen – erfaßt. Bei flächenförmiger Anordnung des Primärstrahlbündels gibt es gemeinsame Schnittkurven zwischen Ewaldschen Kugelschalen verschiedener Neigung; die diesen Schnittkurven entsprechenden Fourier-Koeffizienten werden doppelt erfaßt. Die Einrichtung, welche diese Primärstrahleinfalt in dem projektierten dreidimensional abbildenden Mikroskop zu erzeugen gestattet, soll als „Beleuchtungskondensor“ bezeichnet werden. Das eigentliche Objektiv ist ein optisches Gerät, welches die dreidimensionale Streustrahleinfalt zu erfassen, und derart zu verarbeiten gestattet, daß aus entsprechenden Meßergebnissen Amplituden und Phasen dieser Streuwellen ermittelt werden können. Die Kenntnis dieser Daten ist gleichbedeutend mit der Kenntnis der dreidimensionalen Struktur. Durch eine Fourier-Synthese läßt sich nämlich die dreidimensionale Potentialverteilung im Objekt zwangsläufig berechnen.

Da wir die Bedingung der unveränderlichen geometrischen Lage von Objekt und Objektiv (möglichst auch vom Beleuchtungskondensor) gestellt haben, folgt zwangsläufig, daß das Objektiv ein optisches System sein muß, welches weit geöffnete Strahlenbündel zu verarbeiten gestattet. Diese Bedingung ist in der Elektronenmikroskopie ungewöhnlich; bereitet doch bereits das Verarbeiten von achsennahen schmalen Strahlenbündeln wegen der extrem großen Aberrationen der als Linsen verwendeten rotationsymmetrischen elektrostatischen und magnetischen Felder große Schwierigkeiten. In der Lichtmikroskopie ist hingegen die Verwendung von weit geöffneten Bündeln die Regel. Man kann nun tatsächlich leicht zeigen, daß z. B. ein Hellfeldmikroskop mit weit ge-

öffnetem Beleuchtungskondensor und Immersionsobjektiv ein beträchtliches Volumen des reziproken Raumes eines untersuchten räumlichen Objektes erfaßt. Allerdings – und das ist ein sehr wesentlicher Punkt – ist die Verarbeitung dieser Information vom Standpunkt einer möglichst optimalen Gewinnung der dreidimensionalen Struktur ungenügend. Man müßte ja verlangen, daß die dreidimensionalen Fourier-Koeffizienten nach den Gesetzen einer dreidimensionalen Fourier-Synthese zusammengesetzt werden; daß das Lichtmikroskop keine dreidimensionalen, sondern ebenso wie das Elektronenmikroskop zweidimensionale Bilder zeichnet, ist klar. Nun könnte man vermuten, daß das Lichtmikroskop wenigstens einen Schnitt einer dreidimensionalen Fourier-Transformierten erzeugt; es ist ja bekannt, daß die Tiefenschärfe sehr gering ist und daß nur eine Ebene des dreidimensionalen Objekts – die Fokussierungsebene – scharf wiedergegeben wird. Das ist tatsächlich bis zu einem gewissen Grade der Fall; doch läßt sich leicht zeigen, daß die Summation der Fourier-Koeffizienten nur nach einer sehr unvollkommenen Näherung der dreidimensionalen Fourier-Synthese erfolgt. Aber selbst wenn man sich ein hypothetisches Mikroskop vorstellt, das saubere dreidimensionale Schnitte zeichnet, so wäre es nicht dreidimensional abbildend nach den oben gegebenen Kriterien: Das Ergebnis eines Experiments – ein Bild – läßt sich nach den Schnitt-Fourier-Koeffizienten zerlegen. Nun benötigt man physikalisch zwar die Daten des dreidimensionalen reziproken Raumes, um die Schnittkoeffizienten darzustellen, kann aber aus den Schnittkoeffizienten die Daten des reziproken Raumes nicht zurückgewinnen. Das liegt daran, daß die Schnittkoeffizienten als Summen aus dreidimensionalen Koeffizienten (mit Phasenfaktoren) aufgefaßt werden können; man kann zwar eine Summe aus ihren Summanden, aber nicht die Summanden aus der Summe ableiten. Der Summierung zu den Schnitt-Fourier-Koeffizienten entspricht physikalisch die Überlagerung von Streustrahlen verschiedener Ewald-Kugeln. Will man also die dreidimensionalen Daten erhalten, so muß man das Experiment so oft wiederholen, als man Schnitte abbilden will. Bei Verwendung einer Strahlung, die auf das Präparat nicht einwirkt, ist das nicht bedenklich. Bei Elektronen würde man aber durch die vielfache Strahlbelastung die Gefahren von Strahlenschäden unerträglich erhöhen.

Die einfachste Möglichkeit, die Reduktion der Information durch Überlagerung (Interferenz) zu vermeiden, ist, die den einzelnen Primärstrahlrichtungen entsprechenden „Bilder“ (Wellenamplitudenverteilungen) vor ihrer Überlagerung zu trennen. An Stelle alle Primärstrahlrichtungen gleichzeitig auf das Präparat einwirken zu lassen, erzeugt man z. B. die (kohärenten) Primärstrahlen verschiedener Richtung gesondert und registriert – ebenfalls gesondert – die dazugehörigen Abbildungen, die durch die Fourier-Koeffizienten einer Kugelschale aufgebaut werden. Jetzt ist es möglich, mit den Ergebnissen eines einzigen Experiments *alle* Schnitt-Fourier-Koeffizienten (z. B. rechnerisch) zu erhalten. Im Prinzip ist dieses Verfahren analog dem Kippverfahren, allerdings mit den zwei wichtigen Unterschieden:

1. Eine Bewegung des Objektes ist nicht mehr erforderlich.
2. Die Ebenen gleicher Pupillenfunktion liegen im Idealfall parallel zur Objektebene und sind nicht – wie bei einer Kippanordnung – gegen die Objektebene um den Kippwinkel geneigt.

Abbildung 2 diskutiert Punkt 2. Neigt man den Primärstrahl p um den Winkel σ gegen die optische

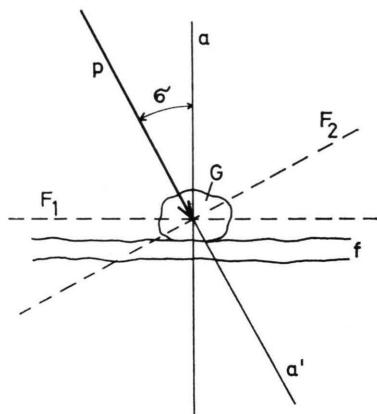


Abb. 2. Orientierung der Gegenstandsebene bei Abbildung durch Ringzonensysteme ($=F_1$) und bei Kippung ($=F_2$) des auf dem Film f befindlichen Gegenstandes G . Bei Kippung werden vor allem die äußeren Bereiche des Filmes stark defokussiert abgebildet (Gefahr der Verschleierung des Bildes bei zu großem beleuchteten Bereich).

Achse a , so ist (bei Verwendung eines für entsprechende weite Winkel korrigierten Systems) F_1 die Fokussierungsebene. Die Ebenen gleicher Pupillenfunktion sind parallel zu F_1 . Bei Kippung des Präparates um den gleichen Winkel σ behält der entlang der optischen Achse orientierte Primärstrahl

seine Richtung. Die Fokussierungsebene ist F_2 . Es leuchtet sofort ein, daß bei elektronenmikroskopischen Präparaten, welche im Regelfall auf Objektträgerfilme aufgebracht sind, die Lage F_1 der Fokussierungsebene günstiger ist. Unschärfe Bilder einer beliebig großen Präparatumgebung können keine Verschleierung des Bildfeldes wervorrufen. Es sei aber angemerkt, daß die Kippung der Fokussierungsebene von F_1 zu F_2 wegen der großen Tiefenschärfe des Elektronenmikroskops (und der dadurch hervorgerufenen geringen Empfindlichkeit der Pupillenfunktion gegen Fokussierung) bei Beschränkung der Beleuchtung des Objekts auf einem Bereich von der Größenordnung des Gesichtsfelds (Größenordnung 1000 Å) sich weniger auswirkt, als man zunächst vermuten würde. Die Defokussierungsänderungen sind ebenfalls von der Größenordnung 1000 Å; da die Defokussierungsbereiche, die man etwa bei Fokussierungsserien benutzt, durchaus in der Größenordnung von einigen 1000 Å liegen können, so ist dieser Wert nicht kritisch. Man kann also – was sich auch, wie später gezeigt wird, bei der Konzeption des dreidimensionalen Objektivs als günstig erweisen vermag – Abweichungen von Punkt 2 tolerieren.

Wir wollen nochmals auf das Problem der weitgeöffneten Strahlenbündel zurückkommen. Es ist klar, daß eine Vergrößerung der in der Elektronenmikroskopie üblichen Aperturen von $\sim 10^{-2}$, um ungefähr einen Faktor 100 völlig hoffnungslos ist, bereitet doch bereits der inzwischen ernsthaft unternommene Versuch einer Erhöhung der Apertur um einen Faktor von ~ 5 größte theoretische und experimentelle Schwierigkeiten^{13, 14}. Tatsächlich ist aber diese Betrachtungsweise eigentlich unrichtig: Für die Abbildung selbst sind auch weiterhin Strahlenbündel mit geringer Apertur („schlanke Strahlenbündel“) erforderlich. Damit ändert sich – wie in den nächsten Abschnitten gezeigt wird – die Situation grundlegend. Die weitgeöffneten Systeme sind nur nötig, um die zur dreidimensionalen Abbildung erforderliche Vielzahl von schießen Strahlenängen zu ermöglichen.

Objektiv mit Ringzonensegmentabbildung

Dies ist die naheliegendste Erweiterung eines zweidimensionalen Objektivs zu einem dreidimensionalen Objektiv. Abbildung 3 zeigt das Prinzip. Das Primärstrahlbündel p ist mit dem Winkel σ ge-

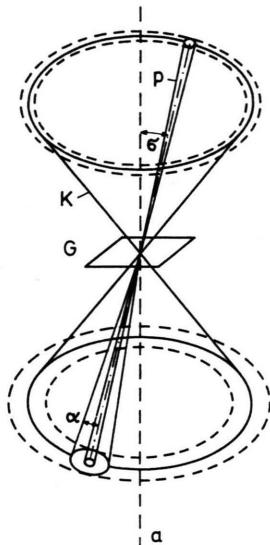


Abb. 3. Prinzip der Ringzonensegmentabbildung. Der Primärstrahlenkegel bewegt sich auf dem Kegelmantel K. Nach Durchsetzen des Objektes G ist a) von einem Streustrahlenkegel mit der Öffnung α begleitet. Die (nichtgezeichnete) Linse wird auf der strichliert gezeichneten Ringzone beaufschlagt.

gen die optische Achse a des Gerätes geneigt. Nach Durchsetzen des Objektes u wird das Primärstrahlbündel von einem Streustrahlbündel begleitet, dessen Öffnungswinkel α von der gewünschten Auflösung abhängt. Die Objektlinse (im Verein mit den üblichen Nachvergrößerungsstufen) erzeugt ein Bild in der Bildebene des Gerätes. Beaufschlagt wird also nur ein kurzes Segment einer Ringzone der Linse. Durch zusätzliche optische Mittel kann nun der Primärstrahl auf dem Kegelmantel K bewegt werden. Für eine Anzahl n von im allgemeinen auf den Kegelmantel gleichmäßig verteilten Orientierungen des Primärstrahls werden die Aufnahmen des Objektes wiederholt; um den Einfluß von Strahlschädigungen zu vermeiden, können diese Orientierungen mehrfach durchlaufen werden (quasimultane Registrierung). Es ist klar, daß man nach diesem Prinzip 15 auch Bildrekonstruktionsverfahren einsetzen kann, da eine weitgehend kohärente Objektbeleuchtung bei genügend engem Primärstrahlbündel vorliegt und da man ja den Primärstrahl wie bei der konventionellen Hellfeldaufnahme mit den Streustrahlen in der Bildebene zur Interferenz bringt (vgl. z. B. 1-5, 8).

Wir kommen nun zur Frage der praktischen Realisierbarkeit eines solchen Systems mit den heutigen elektronenoptischen Hilfsmitteln. Da der Winkel σ von der Größenordnung 40° bis 60° sein sollte, um eine genügende Erfassung des dreidimen-

sionalen reziproken Raumes zu ermöglichen, sind, wie weiter oben schon erwähnt, Elektronenlinsen für weit geöffnete Bündel erforderlich. Für die Realisierung des Beleuchtungskondensors treten keine besonderen Schwierigkeiten auf, da die Primärstrahlapertur sehr klein ist und da es keine Rolle spielt, wie groß die beleuchtete Fläche im Objekt ist¹⁶. Man muß natürlich darauf achten, daß eine Anpassung an die Richtcharakteristik der Kathode erfolgt. Die Forderung der weiten Öffnung für Beleuchtung und Abbildung legen Konstruktionen nahe, die aus dem Einfeldkondensorobjektiv abgeleitet sind. Würde man eine ideale Linse zur Abbildung verwenden können, so wären die Abbildungsbedingungen nach Abb. 4 einfach und übersichtlich darzustellen. Bei einer idealen Linse ist die bildseitige Wellenfläche die Kugel W. Die von einem

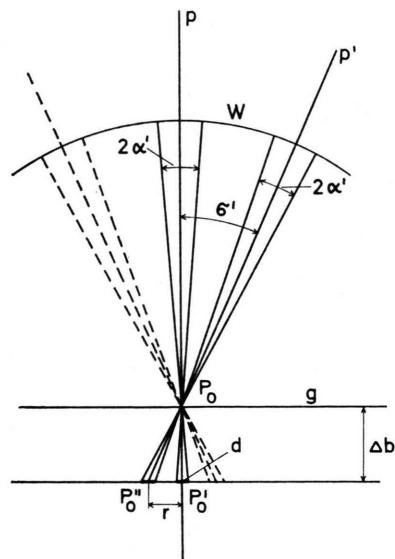


Abb. 4. Abbildungsverhältnis einer idealen Linse bei Ringzonen- und Ringzonensegmentbetrieb. Von der Wellenfläche (Kugelfläche) W geht bei axialer Beleuchtung der Primärstrahl p und die innerhalb der bildseitigen Apertur α' laufenden Streustrahlen aus. Sie treffen die Gaußsche Bildebene g im Bildpunkt P_0 . Der gleiche Bildpunkt P_0 wird erzeugt, wenn zur Abbildung eine Ringzone der mittleren bildseitigen Apertur σ' (Primärstrahl p), oder ein um σ' gegen die Linsenachse geneigtes Ringzonensegment mit der bildseitigen Apertur benutzt wird (die Pupillenfunktion ist konstant). Die Verhältnisse ändern sich, wenn Linsenfehler (z. B. eine Defokussierung um Δb) eingeführt werden. Das Wesentliche zeigt bereits eine einfache geometrisch optische Betrachtung: Bei axialer Beleuchtung wird der Bildpunkt ein Kreis mit dem Durchmesser $d = 2 \alpha' \Delta b$. Bei Ringzonensegmentabbildung entsteht eine Ellipse mit den Achsen d und $d' = 2 \alpha' \Delta b / \cos \sigma'$. Bei Ringzonenabbildung deformiert aber der Bildpunkt zu einem Kreisring mit dem Durchmesser d und dem Radius $r = \Delta b \sin \sigma'$.

Gegenstandspunkt auf der Linsenachse ausgehenden Streuwellen treffen sich im Schnittpunkt der Linsenachse mit der Gaußschen Bildebene g . Hierbei ist es gleichgültig, ob ein Streuwellenkegel mit dem bildseitigen Öffnungswinkel $2\alpha'$ paraxial oder unter dem bildseitigen Winkel σ' die Gaußsche Bildebene erreicht. Wird nun die Bildebene um Δb aus der Gaußschen Bildebene verschoben, so sind die Wege der Streustrahlen zum verschobenen Bildpunkt nicht mehr gleich, sondern hängen in der durch das Defokussierungsglied der Pupillenfunktion beschriebenen Weise von der Neigung der Streustrahlen gegen die Achse ab. Wegen der Kugelsymmetrie der Wellenfläche ändert sich an diesen grundsätzlichen Beziehungen nichts, wenn der Kegel unter dem Winkel σ' einfällt. Es ist nur die Verschiebung von P_0 zu P_0'' um den Faktor $1/\cos \sigma'$ länger als der Weg P_0 zu P_0' . Es sei angemerkt, daß die Verhältnisse grundsätzlich verschieden sind, wenn man die volle Ringzone des Objektivs (mit dem mittleren bildseitigen Öffnungswinkel σ') zur Abbildung verwendet. Wegen des rotationssymmetrischen Strahlenganges muß der Bildpunkt in P_0' liegen. Der Defokussierungsterm oszilliert in diesem Falle sehr viel stärker als mit Δb . Die Tiefenschärfe ist – entsprechend des nun wieder breit geöffneten Strahlenkegels – sehr gering. Die seitliche Versetzung des Bildes (P_0 zu P_0'') ist für eine Abbildungsanordnung nach Abb. 3 charakteristisch. Aus dieser Betrachtung erkennt man, daß Ringzonensegmentabbildung gegen Lin-

senfehler (Defokussierung kann als „Linsenfehler“ aufgefaßt werden) viel unempfindlicher ist als Ringzonenabbildung. Gleichzeitig stellt sich heraus, daß die seitliche Versetzung der Teilbilder fokussierungsabhängig ist.

Bei einer reellen Linse ist der Öffnungsfehler – die Abweichung der Wellenfläche von einer Kugelfläche – zusätzlich zu berücksichtigen. Nur bei sehr schmalen Linsenzonen oder bei sehr geringen Anforderungen an die Auflösung kann er vernachlässigt werden.

Nun ist aber die benötigte Linsenzone relativ breit, sie hat ja nach Abb. 3 eine meridionale Öffnung, welche der Öffnung der zentralen Linsenapertur bei zweidimensionalen Objektiven entspricht. Es ist daher nicht sehr verwunderlich, daß – wie einfache Abschätzungen zeigen – auch bei optimaler Fokussierung die Anzahl der Oszillationen der Pupillenfunktion so groß wird, daß selbst Bildrekonstruktionsverfahren nicht mehr anwendbar sind. Damit ist es klar, daß elektronenoptische Maßnahmen zur Korrektur des Öffnungsfehlers erforderlich werden. Nun ist die Korrektur von Ringzonen in verschiedenen Arbeiten bereits behandelt worden und es existieren Vorschläge zur Verwendung einer Ringzonenlinse für (zweidimensionale) Hochauflösungsmikroskopie^{17–21}. Die Strahlführung in einer Ringzonenlinse unterscheidet sich, wie schon in Abb. 4 diskutiert, von der Strahlführung in einer Ringzonensegmentlinse (Abb. 3) dadurch, daß der

Kegelschneidenfokussierung frei vom Farbfehler nullter Ordnung

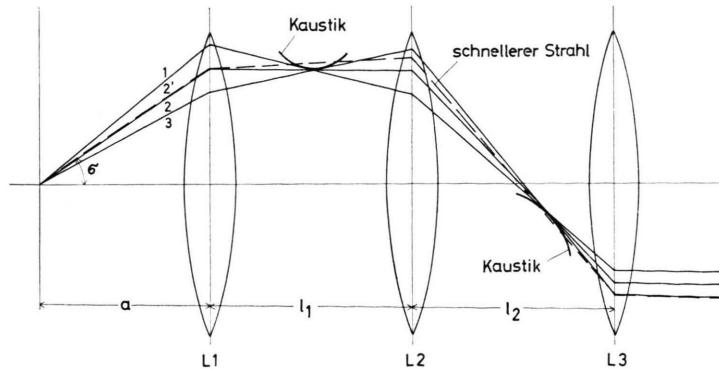


Abb. 5. Kegelschneidenfokussierung frei vom Farbfehler nullter Ordnung. Das Prinzip ist charakterisiert durch das Zusammenspiel von Gebieten zu starken und zu schwachen Brechungsvermögens in den Einzellinsen L_1 , L_2 , L_3 . Der Mittelstrahl findet überall das richtige Brechungsvermögen in allen Linsen, während das zu starke Brechungsvermögen in L_1

(bzw. das zu schwache Brechungsvermögen) für Strahl 1 (bzw. Strahl 3) in den nachfolgenden Linsen L_2 , L_3 kompensiert wird. Strichliert gezeichnet ist der schnellere Strahl 2', der wegen der zu schwachen Ablenkung in L_1 insbesondere durch das stärkere Ablenkfeld in L_2 kompensiert wird (Korrektur des Farbfehlers).

Primärstrahl entlang der Linsenachse läuft, und daß die gesamte Ringzone gleichzeitig mit Strahlung belegt ist. Von den beiden bisher diskutierten Korrekturprinzipen – Kernlinse und Mehrfachrundlinse – dürfte das letztere besonders vorteilhaft sein. Abbildung 5 zeigt schematisch die Wirkungsweise einer solchen Anordnung. Drei konventionelle Rundlinsen L_1 , L_2 , L_3 sind hintereinander geschaltet²². Der Strahl 1 durchläuft in L_1 ein Gebiet zu starken Brechungsvermögens und in L_2 und L_3 zur Kompensation Gebiete zu schwachen Brechungsvermögens. Beim Strahl 3 ist es gerade umgekehrt. Der Mittelstrahl 2 findet in allen Linsen gerade das richtige Brechungsvermögen. Von grundsätzlicher Bedeutung ist, daß auch der Farbfehler nullter Ordnung (= Farbfehler der Mittelbahn) beseitigt werden kann. In Abb. 4 a ist das am Beispiel des schnelleren Strahls 2' schematisch gezeigt. Rechnungen an Systemen dieser Art haben gezeigt, daß der Öffnungsfehler 3. Ordnung für Ringaperturen von $\sim 10^{-2}$ bei $\sigma = 30^\circ$ noch korrigiert werden kann (s. ^{23, 24}). Der große offene Mittelteil der Rundlinsen legt nahe, auch das Prinzip elektrostatischer oder elektromagnetischer Mittelfelder („Kerne“) zu versuchen. Diese Kerne verringern den übergroßen Brechungsvermögenanstieg der Einzellinse gegen den Rand der Linse, sie wirken daher anders als das Mehrfachrundlinsenprinzip. Es mag daher auch sinnvoll sein, Mehrfachrundlinsen und Kerne zu kombinieren.

An dieser Stelle eine Bemerkung zur Berechnung der neuartigen elektronenoptischen Systeme: Die Fehlerentwicklung bei Ringzonenlinsen wurde bisher in bezug auf die optische Achse durchgeführt; das führt für große σ dazu, daß auch die Fehlerkoeffizienten höherer Ordnung beträchtliche Beiträge zum Bildfehler liefern. Für die Ringzonensegmentlinse ist aber diese Entwicklung ungünstig, da nicht der volle Ring zu korrigieren ist. Es ist vielmehr angebracht, nach der Mittelbahn eines abbildenden Ringsegmentes zu entwickeln. Damit hält man die in der Entwicklung auftretenden Ablenkwinkel klein und kann sich auf Fehlerkoeffizienten niedriger Ordnung beschränken. Andererseits verzichtet man freilich zum Teil auf die durch die Rotationssymmetrie des Strahlengangs bewirkte Reduzierung an Fehlerkoeffizienten. Elektronenoptik von Systemen mit gekrümmtem Strahlengang ist schon verschiedentlich bearbeitet worden²⁵.

Es mag paradox klingen, aber es ist durchaus denkbar, daß Ringzonensegmentlinsen für höhere Auflösungen gebaut werden könnten als die konventionelle axialsymmetrische Rundlinse. Es ist ja bekannt, daß die Fehler einer Rundlinse grundsätzlich nicht unter eine bestimmte Grenze reduziert werden können (Scherzersches Theorem). Erst die scheinbar widersinnige Vermehrung der Fehlerkoeffizienten durch Abkehr von der Rotationssymmetrie schaffte die Voraussetzung zur Korrektur (unrunde Linsen)^{13, 14}. Nun sind die Ringzonensegmente ihrer Art nach „unrund“, der Strahlengang wird von weit aus mehr Fehlerkoeffizienten beherrscht als der Strahlengang entlang der Linsenachse. Damit wird auch der Weg für weitere – im Falle der Ringzonensegmentlinse nicht anwendbare – Korrekturelemente geöffnet. Zusätzliche „unrunde“ Felder, welche in Verbindung mit den in den Segmentbereichen wirkenden Feldern die Abbildung beeinflussen, können hier korrigieren; bei Ringzonenlinsen würden sie die Abbildung völlig zerstören. Da das abbildende Ringsegment nicht ortsfest ist, müssen freilich diese Korrekturfelder mit dem Segment – mechanisch oder elektrisch – rotieren. Selbstverständlich liegt es auch nahe, zur Anpassung an Materialeigenschaften ebenfalls rotierende einstellbare stigmatorähnliche Korrekturelemente vorzusehen.

Arbeiten zur theoretischen Analyse der Ringzonensegmentlinse sind in Vorbereitung.

Ringzonensegmentlinsen mit geneigter Fokussierungsebene

Für die praktische Realisierung eines Abbildungssystems nach Abb. 3 ist man nicht unbedingt an eine Weiterentwicklung von konventionellen Linsen gebunden. Wie schon erwähnt, ist eigentlich nicht so sehr die weite Öffnung, sondern die Knickung des Strahlenganges eines relativ engen Strahlenbündels von Wichtigkeit. In der Massenspektroskopie werden fokussierende Elemente mit geknicktem Strahlengang verwendet. Ein einfach herzustellendes elektrostatisches Element mit ähnlichen Eigenschaften wie eine Ringzonensegmentlinse wäre ein Kugelkondensator (Abb. 6). Man kann zeigen, daß für ein solches elektrostatisches System die Linsengleichung gilt. Seine Anwendung für den oben erwähnten Zweck – sei es als Beleuchtungskondensator, sei es als Abbildungslinse – ist unmittelbar einleuchtend. Im allgemeinen ist allerdings die Gegenstandsebene gegen die Achse

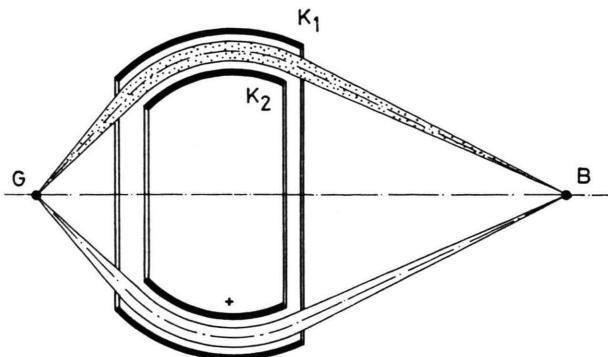


Abb. 6. Kugelkondensator als Ringzonensegmentlinse. Die Kugelfläche K_1 ist gegen die Kugelfläche K_2 negativ geladen. Bei Umkehrung der Ladung entsteht eine „Zerstreuungslinse“. Die Bildebene (Bildpunkt B) eines Teilbildes ist im allgemeinen nicht senkrecht zur optischen Achse des Systems. Die Korrektur des Farbfehlers erfordert Systeme, die aus mehreren Kugelkondensatoren zusammengesetzt sind.

des Kugelkondensators geneigt; das Gerät entspricht etwa einem Linsensystem mit kleiner Öffnung mit einem Umlenkprisma. Wie schon weiter oben erwähnt wurde, muß die Kippung der Gegenstandsebene auch bei der Abbildung nicht unbedingt stören. Vorläufige Abschätzungen der Fehler eines Kugelkondensators²⁶ haben ergeben, daß der Öffnungsfehler 1. und 2. Ordnung bereits bei einem einzigen System korrigierbar ist. Die Vermeidung des Farbfehlers nullter Ordnung erfordert wahrscheinlich die Kombination von Toroidkondensatoren mit verschiedener Polung („Sammellinsen“ und „Zerstreuungslinsen“); es sei aber darauf hingewiesen, daß für kurzbrennweiteige Kugelkondensatoren bei höheren Strahlspannungen beträchtliche Feldstärken erzeugt werden müssen.

Statt an elektrostatische Elemente könnte man auch an analoge magnetische Elemente denken; ihre Realisierung ist allerdings nicht ganz einfach, da man im Prinzip ringförmig geschlossene magnetische Kraftlinien erzeugen muß, was z. B. mit einer lose gewickelten (daher für Elektronen durchlässigen) supraleitenden Toroidspule gelingt. Auf diese konstruktiv schwierig beherrschbaren und theoretisch noch nicht genügend durchdachten Möglichkeiten soll aber im Rahmen dieser Arbeit nicht eingegangen werden.

Dreidimensionales Objektiv mit ebener Primärstrahlverteilung

Abbildung 7 zeigt die grundsätzliche geometrische Anordnung. Der Primärstrahl p schwenkt um den

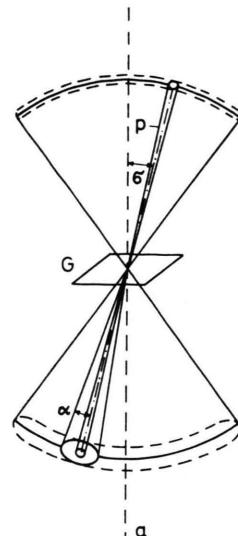


Abb. 7. Prinzip der ebenen Führung des Primärstrahles p (analog zur Kippung). Der Primärstrahl (und der Streustrahlkegel mit Öffnung σ) bewegen sich innerhalb eines ebenen Winkelbereiches mit der Öffnung 2σ .

Winkel $\pm \sigma$ um die optische Achse. Diese Anordnung arbeitet völlig analog einer Kipp-Patrone. Es ist sofort einzusehen, daß man – im Gegensatz zur Anordnung nach Abb. 3 – keine rotationssymmetrische Linse als Objektiv einsetzen kann, da nicht mehr nur eine Linsenzone vom Abbildungskegel der Streustrahlen durchsetzt wird. Es wäre also erforderlich, eine Linse bis zum Öffnungswinkel σ für alle Linsenzonen zu korrigieren, ein wohl hoffnungsloses Unterfangen. Hingegen kann man gute Fokussierungseigenschaften für weitgeöffnete ebene Strahlenbündel bei Verwendung von magnetischen Sektorfeldern erreichen. Derartige magnetische Felder werden in der Massenspektroskopie seit langem angewandt; diese Sektorfelder wirken allerdings zunächst als Zylinderlinsen. Konsequenterweise muß dann für die dazu senkrechte Abbildungsrichtung ebenfalls eine „Zylinderlinse“ vorgesehen werden. Als solche kann schon das Streufeld von geeignet geformten Magnetpolen des Sektorfeldes wirken. Für die Zwecke der Massenspektroskopie sind derartige fokussierende Systeme verschiedentlich entwickelt worden. Im Prinzip ist die Linsengeometrie dieser Felder durchaus verwandt der Linsengeometrie der im letzten Absatz diskutierten radialen elektrostatischen Felder. Ihr besonderer Vorteil ist, daß durch Formung der Polschuhe auch eine Fokussierung zweiter Ordnung erreicht werden kann. Gerade dadurch qualifizieren

sie sich eben besonders für die Fokussierung weitgeöffneter Bündel.

In Abb. 8 ist – mehr zur Demonstration ihrer Wirkungsweise als praktischer Vorschlag – ein Sektorfeld für die eindimensionale Fokussierung eines parallelen Korpuskularstrahles abgebildet. Man beachte, daß bei diesem Sonderfall die Linsenachse abgeknickt wird.

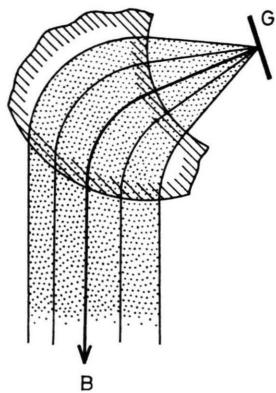


Abb. 8. Fokussierung weitgeöffneter ebener Bündel durch magnetische Sektorfelder. Die Linsenachse ist in diesem speziellen Fall geknickt. Durch zusätzliche Formung der Polschuhe läßt sich eine Korrektur der Fehler 2. Ordnung erreichen. Das Streufeld an den Polschuhrändern kann zur Fokussierung in der zur Zeichenebene senkrechten Richtung ausgenutzt werden. Auch hier sind kombinierte Systeme zur Korrektur des Farbfehlers erforderlich.

In dieser Arbeit soll auch auf die zahlreichen Möglichkeiten der Ausbildung fokussierender Systeme mit ebener Strahlführung nach den Prinzipien der Massenspektroskopie nicht näher eingegangen werden.

Das dreidimensionale Durchstrahlungs- rastermikroskop

Es leuchtet unmittelbar ein, daß die hier besprochenen Objektivsysteme – als Sonde in einem Durchstrahlungsrastermikroskop verwendet – das zweidimensionale Rastermikroskop in ein dreidimensionales Rastermikroskop umwandeln. Im Prinzip benötigt man dazu eine dreifache Abtastung: Einmal nach den zwei Koordinaten des Bildes und zum anderen nach den Primärstrahlorientierungen. Man kann aber die Abtastung nach Kippwinkel vermeiden, wenn man die Sonde in alle Kippwinkel gleichzeitig einstrahlen läßt. Hierbei muß man jeder Sonderichtung einen eigenen Detektor D_1 bis D_m zuordnen (vgl. Abb. 9); es muß dann allerdings nicht

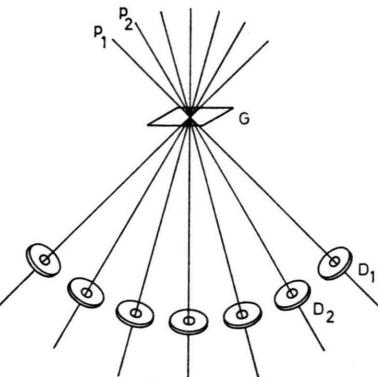


Abb. 9. Prinzip des „Fliegenaugenrastermikroskops“ mit mehreren Primärstrahlrichtungen $p_1, p_2 \dots$ und zugehörigen Detektoren $D_1, D_2 \dots$

nur der Detektor, sondern auch das zugehörige Verstärker- und Anzeigesystem n -mal vorhanden sein. Wenn für die Objektverschiebung mechanische (z. B. elektrostriktive) Verschiebesysteme vorgesehen werden, so ist die Verkippung der Fokussierungsebene ohne Bedeutung. Eine neuartige Objektivart – die besonders übersichtlich beim Rastermikroskop angewandt werden kann – zeigt Abbildung 10. Die in verschiedene Raumrichtungen projizierten

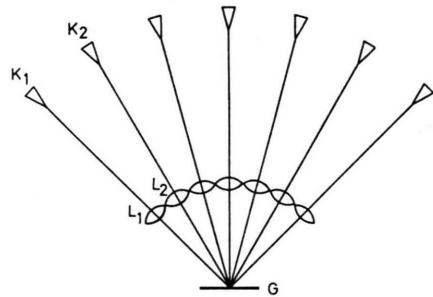


Abb. 10. Realisierung der „Fliegenaugensonde“ nach Abb. 9 durch auf einem Kreissegment (oder Kegelmantel) angeordnete Einzellinsen $L_1, L_2 \dots$ mit zugehörigen Feldemissionskathoden $K_1, K_2 \dots$ (schematisch).

zierenden Sonden bestehen einfach aus n auf einem Kreisbogen angebrachten Einzellinsen $L_1, L_2 \dots$, denen ebenfalls n einzelne Feldemissionskathoden $K_1, K_2 \dots$ zugeordnet sind. Das Problem bei dieser Lösung ist die Konstruktion einer genügend kleinen Einzellinse. Bei Verwendung supraleitender Linsen sollten sich die Dimensionen genügend verkleinern lassen. Die Verwendung einer größeren Anzahl von Feldemissionskathoden, die parallel arbeiten, ist übrigens für andere Zwecke bereits öfters technisch realisiert worden. Dieses „Fliegenaugenprinzip“ nach

Abb. 12 hat den Vorteil, daß konventionelle Linsentypen verwendet werden können und daß die Strahlengänge getrennt voneinander justierbar sind. Selbstverständlich läßt es sich sowohl als Kegelsystem (Abb. 3) oder als ebenes System (Abb. 7) realisieren. Nach dem ersten Prinzip hat man den Vorteil, räumlich nicht ganz so beschränkt zu sein. Allerdings ist der Vorteil der getrennten Justierbarkeit gleichzeitig auch ein Nachteil, da die Gesamtanordnung naturgemäß kompliziert und schwer bedienbar wird. Eine Ringzonensegmentlinse (oder ein Kugelkondensator) ist dagegen durch ihre Rotationssymmetrie „in sich justiert“; sie ist ja gewissermaßen ein Teillement einer Ringlinse. Gewiß sind die Teilbilder auch hier etwas gegeneinander versetzt wegen der Fehler in der Rotationssymmetrie; das spielt aber keine Rolle, da bei der dreidimensionalen Bildrekonstruktion sowieso eine Phasenkorrelation der Fourier-Schnitte erfolgen muß²⁷. Man könnte natürlich auch daran denken, durch geschickte Konstruktion auch beim Fliegenaugenobjektiv Justierungen der Teilsysteme zu vermeiden; so ließe sich z. B. das in Abb. 11 dargestellte magnetische Fliegenaugenobjektiv

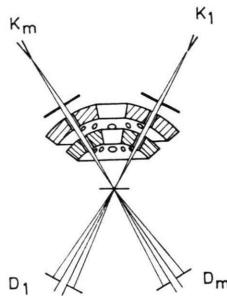


Abb. 11. „Fliegenaugenobjektiv“ (mit gemeinsamem Magnetensystem) mit engen Strahlkanälen ($\sim 0,2$ mm). Trotz schwacher Anspannung der Linse ~ 2 mm Brennweite erreichbar. Hohlkegelsegmentanordnung. K_1 , K_m Feldemissionskathoden, D_1 , D_m Detektoren des daraus aufgebauten dreidimensional abbildenden Rastermikroskops.

tiv, das mit gemeinsamen kugelförmigen Polplatten mit feinen Bohrungen gestattet ist, bei geeigneten Fertigungsverfahren mit recht engen Toleranzen herstellen; die Feinjustierung könnte mit den zugeordneten Feldemissionskathoden erfolgen. Sie wäre nicht sehr kritisch, da die Bewegung der Sondenflecke auf dem Präparat im Maßstab der Verkleinerung (~ 100) untersetzt wird. Eine rechnerische Abschätzung eines Systems nach Abb. 11 ergab freilich Öffnungsfehler von ≥ 20 mm; damit verschlechtert sich die theoretische Auflösung um etwa den Faktor 2.

Für Hochauflösungsmikroskopie verliert damit diese Anordnung trotz ihrer theoretisch einfachen Struktur sehr an Interesse, es sei denn, man beschränkt sich auf Auflösungen von $10 - 20$ Å (z. B. für die Untersuchung der Quartärstruktur von biologischen Präparaten und von Makromolekülen). Abbildung 11 zeigt schematisch auch den Strahlengang im Rastermikroskop.

Natürlich lassen sich nach dem Fliegenaugenprinzip auch konventionelle Durchstrahlungsmikroskope aufbauen; die dann allerdings zusätzlich erforderliche Vervielfachung von Zwischenlinsen, Projektiven etc. in Verbindung mit den auftretenden Justierproblemen dürfte aber diesen Weg grundsätzlich als nicht aussichtsreich erscheinen lassen.

Diskussion

Sollten die weiteren Berechnungen bestätigen, daß Ringzonensegmentlinsen (oder Kugelkondensatorlinsen) elektronenoptisch ausreichend korrigierbar sind, so wäre es möglich, dreidimensional abbildende Mikroskope aufzubauen, welche sich äußerlich von konventionellen Elektronenmikroskopen nicht sehr unterscheiden. Sieht man nämlich eine Objektivvergrößerung von 200 vor, so ist der Verkippwinkel der verschiedenen Teilbildstrahlengänge in der Zwischenbildebene bei $\sigma = 40^\circ - 60^\circ$ nur $0,2^\circ$ bis $0,3^\circ$. Das bedeutet, daß konventionelle Zwischenlinsen und Projektive eingesetzt werden können. Für die Abnahme der (insbesondere bei quasisimultaner Registrierung) zahlreichen Teilbilder wird allerdings die konventionelle Plattenkassette durch Kinofilmkassetten oder durch neuartige, z. B. über Bildverstärker angreifende Registriervorrichtungen ersetzt werden müssen. Es sei darauf hingewiesen, daß die Gesamtelektronendosis für eine dreidimensionale Registrierung nicht größer ist als für eine zweidimensionale Aufnahme, in der ein einzelnes Atom in der Dichtefunktion noch signifikant erscheinen soll²⁸. Für die Durchführung der „dreidimensionalen Aufnahme“ wird es sich als sinnvoll erweisen, einen vielleicht über einen Prozeßrechner gesteuerten Automaten vorzusehen, welcher die Strahlengänge wechselt, die Korrekturlemente entsprechend umschaltet, die Bildregistrierung bedient etc. Bis zu einem gewissen Grad hätte so ein Gerät eine entfernte Verwandtschaft mit einem automatischen Röntgen-Einkristalldiffraktometer, das ja auch die Daten des reziproken Raumes sammelt; allerdings

werden hier zusätzlich auch die Phasen gemessen und die Messung selbst benötigt nur einen winzigen Bruchteil der Zeit, die für eine Röntgen-Messung vorzusehen ist.

Durchstrahlungsrastermikroskope können, wie schon erwähnt, für alle Winkel simultan abtastend konzipiert werden. Es ist aber natürlich auch mög-

lich, eine Abtastung nach 3 Koordinaten – nach den Kippwinkeln und nach den beiden Ortskoordinaten – vorzusehen. Ein derartiges „Dreikoordinatenrastermikroskop“ wäre im elektronischen Aufwand nicht höher als die konventionellen Rastermikroskope.

- ¹ W. HOPPE, Acta Cryst. **A 26**, 414 [1970].
- ² W. HOPPE, Ber. Bunsenges. Physikal. Chem. **74**, Nr. 11, 1090 [1970].
- ³ W. HOPPE, Phil. Trans. Roy. Soc. **B 261**, 71 [1971].
- ⁴ W. HOPPE, R. LANGER u. F. THON, Tagung d. Österreich. Arbeitsgemeinsch. f. Ultrastrukturforschg. u. d. Dtsch. Ges. f. Elektronenmikroskopie, Wien 1969, Vortrag M 11; Optik **30**, 538 [1970].
- ⁵ W. HOPPE, Z. Naturforsch. **26 a**, 1155 [1971].
- ⁶ W. HOPPE, R. LANGER, J. FRANK u. A. FELTYNOWSKI, Naturwiss. **56**, 267 [1969].
- ⁷ Man kann auch partiell dreidimensionale Methoden ^{2, 3, 8} anwenden: Berechnet man die dreidimensionale Transformed aus einem ebenen Schnitt durch den reziproken Raum, so werden aus den Bildpunkten Stäbe senkrecht zur Schnittebene; die Information über die Ortskoordinate in Stabrichtung geht verloren (Projektionssatz). Ersetzt man die Schnittebene durch einen Ausschnitt aus der Ewald-Kugel, so werden aus den Stäben doppelkegelähnliche Gebilde mit dem Bildpunkt in der Kegelspitze. Die Information in der dritten Koordinate bleibt daher partiell erhalten. In der Elektronenmikroskopie wird diese an sich schon sehr unvollkommene Information wegen der schwachen Krümmung der Ewald-Kugelausschnitte weiter reduziert.
- ⁸ O. SCHERZER, Ber. Bunsenges. Physikal. Chem. **74**, 1154 [1970].
- ⁹ D. J. DEROSIER u. A. KLUG, Nature London **217**, 130 [1968].
- ¹⁰ W. HOPPE, R. LANGER, G. KNESCH u. CH. POPPE, Naturwiss. **55**, 333 [1968].
- ¹¹ Eine quasisimultane Aufzeichnung wird erreicht, wenn die dreidimensionale Registrierung mit Mittelung der Ergebnisse einige Male wiederholt wird; sie lässt sich auch bei Kippserien erreichen, wenn der Kippbereich mehrfach durchfahren wird.
- ¹² Auch bei $\sigma=90^\circ$ verbleibt ein kleiner blinder Bereich wegen der Krümmung der Ewaldschen Ausbreitungskugel.
- ¹³ O. SCHERZER, Optik **2**, 114 [1947].
- ¹⁴ H. ROSE, Optik **33**, 1 [1971].
- ¹⁵ Sie lässt sich auch als mechanisches Verfahren realisieren, wenn man die Objektebene schief stellt und um das Präparat rotieren lässt; das Prinzip führt damit zu neuartigen Kipp-Patronen.
- ¹⁶ Auch die Kondensoren in lichtoptischen Mikroskopen sind nicht besonders korrigiert.
- ¹⁷ D. GABOR, Nature London **158**, 198 [1946].
- ¹⁸ F. LENZ u. A. P. WILSKA, Optik **24**, 383 [1966/67] u. **25**, 459 [1967].
- ¹⁹ W. KUNATH, Vortrag H 1 auf der 15. Tag. d. Dtsch. Ges. f. Elektronenmikroskopie, Karlsruhe 1971.
- ²⁰ H. NOVEN, Z. Angew. Physik **18**, 329 [1964/65].
- ²¹ W. KUNATH, Electron Microscopy 1968, Rom, Vol. I, 175.
- ²² L₂ und L₃ können auch zu einer teleskopischen Linse zusammengefasst werden.
- ²³ Freundliche Privatmitteilung von Herrn KUNATH.
- ²⁴ Für Ringzonenlinsen interessiert nur ein Bereich mit $\sigma \sim 6^\circ$. Größere σ sind für den Verwendungszweck (Steigerung der Auflösung) sinnlos, auch wären die sehr hohen Anforderungen an die Rotationssymmetrie der Linsenzone kaum erfüllbar.
- ²⁵ Literaturangaben siehe W. GLASER, Hdb. Physik XXXIII, 1956, S. 296, s. a. Dr.-Arbeit PLIES, T. H. Darmstadt, unveröffentlicht (freundliche Privatmitteilung Prof. SCHERZER).
- ²⁶ D. TYPKE, unveröffentlicht.
- ²⁷ Bei Kippverfahren sind natürlich auch die Teilbilder gegeneinander versetzt. Hinzu kommt aber zusätzlich, daß die Versetzung wegen der nicht völlig reproduzierbaren mechanischen Bewegungen bei jedem Kippdurchlauf verschieden sind. Das kann, wie erwähnt, Schwierigkeiten geben, wenn wegen der quasisimultanen Bildregistrierung der Kippbereich öfters durchlaufen wird.
- ²⁸ Über Rechnungen hierzu wird an anderer Stelle berichtet werden.