

# Feldelektronenmikroskopie von Barium-Adatomen <sup>1)</sup> an Wolframspitzen

Von Robert Schwankner

## 1. Funktion und Aufbau eines Feldelektronenmikroskops

Die Abb. 1 und 2 zeigen die von *E. W. Müller* entwickelte feldelektronenmikroskopische Röhre. In einem glühlampenähnlichen Glasgefäß (G) befindet sich im Mittelpunkt des innen angebrachten Leuchtschirms (L) die als feine Spitze ausgebildete Kathode (K). Diese Spitze ist in der nebenstehenden Skizze vergrößert gezeichnet und bildet das Ende eines zu einer Schlaufe zusammengedrückten Wolframdrahtes (H), dessen beide Enden an den Glühlampensockel (E 27) angeschlossen sind. Seitlich von der Spitze befindet sich im Kolben eine Drahtwendel mit Blech (A), die mit metallischem Barium gefüllt ist. Diese heizbare Bariumquelle ist mit dem Glühlampensockel (E 14) verbunden. Sie bildet mit einem unsichtbaren leitfähigen Belag auf der Röhreninnenwand die Anode. Die Röhre steht unter Hochvakuum ( $\sim 10^{-8}$  mbar), wobei die Restgasmoleküle eine mittlere freie Weglänge besitzen, die in der Größenordnung der Gefäßdimensionen liegen. Ein höherer Gasdruck würde durch das Auftreffen eines hohen Kationenstroms die Wolframelektrode, deren Krümmungsradius im Bereich von 100 nm und darunter angesiedelt ist, zerstäuben. Derartige „Spitzenelektroden“ von Wolfram gewinnt man durch besondere Ätzverfahren, etwa indem man einen glühenden W-Draht in eine Schmelze von Natriumnitrit taucht, wovon man sich leicht experimentell überzeugen kann. Den Spitzenradius kann man übrigens mittels eines Durchstrahlungselektronenmikroskops und — bequemer — über empirische Beziehungen, wie etwa die folgende gewinnen.

$$r = \frac{0,85 U^{5/4}}{A^2} \quad (1)$$

$r$  = Krümmungsradius der W-Spitze (kleiner als die Wellenlänge sichtbaren Lichts) in nm

$A$  = Austrittsarbeit des Metalles in Volt

$U$  = angelegte Spannung in Volt, die nötig ist, um einen Elektronenstrom von  $10^{-5}$  A von der Spitze zu erzielen [1].

Die starke Abhängigkeit der Feldemission von der Struktur der Kathodenoberfläche läßt die Beobachtung derselben, sowie von absorbierten Atomen (etwa Barium, vgl. Abb. 10), mit 500 000facher Vergrößerung zu. Die auftreffenden Elektronen regen den Leuchtschirm L, einen anorganischen Phosphor zur Lumineszenz an. An die Kathode wird eine negative Spannung von mehreren tausend Volt gelegt, und die per Feldemission durch den Potentialwall der Metalloberfläche getunnelten Elektronen erfahren im kugelsymmetrischen Feld um die Spitze eine Normalbeschleunigung, was die Spitzenkalotte durch Radialprojektion auf den Leuchtschirm abbildet.

<sup>1)</sup> Unter Adatomen versteht man adsorbierte Atome.

Die Kristallspitze erscheint nicht als kantiges Polyeder, da sie nach dem Ätzvorgang im Ultrahochvakuum (UHV) ausgeglüht wird, sondern als „verrundete“ Auflösungsform. An dieser stellen die abgeflachten Bereiche die sogenannten Gleichgewichtsformflächen dar: (011), (001), (112). Wegen der Abflachung und der relativ hohen Austrittsarbeit erscheinen diese Bereiche als dunkle Flecken im Mikroskopbild der sauberen Spitze (vgl. Abb. 9). Die Feldelektronenmikroskopie beruht auf der Anregung der gesamten Probenoberfläche zur Elektronenemission, deren räumliche Verteilung die Abbildung erzeugt. Im Gegensatz dazu stehen die Rasterverfahren (vgl. Fernsichttechnik), die die gesamte Oberfläche abtasten und die Lokalinformation aufspeichern, aus der sich dann ein Bild zusammensetzen läßt (Rasterelektronenmikroskopie).

Es ist das Verdienst von *E. W. Müller*, der Feldelektronen- und der später von ihm entwickelten Felddionenmikroskopie zum Durchbruch verholfen zu haben [2].

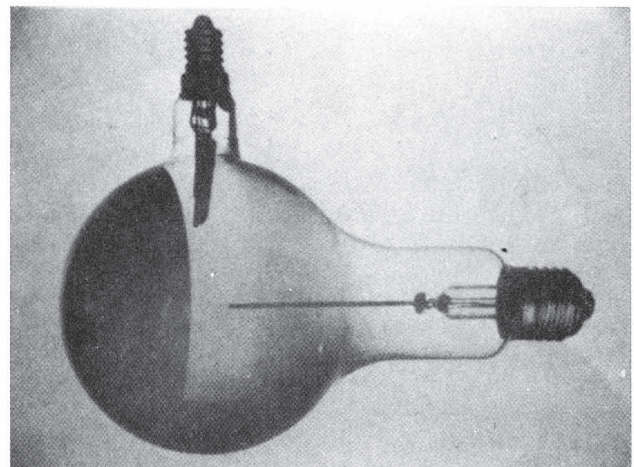
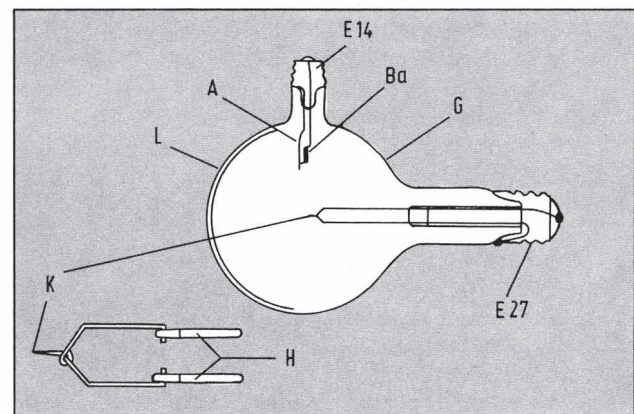


Abb. 1. FEM-Röhre von Leybold — mit diesem einfachen Gerät, das nur einige hundert Mark kostet, kann man *einzelne* Barium-Atome sichtbar machen (Leybold. 55460) (Photo Leybold)

Abb. 2. Prinzipieller Aufbau eines FEM (s. Text)



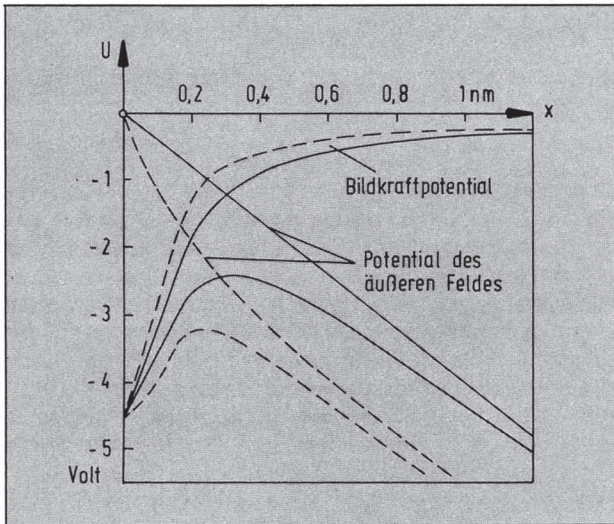


Abb. 3. Potentialverlauf an der Grenzfläche Metall-Vakuum mit und ohne Anlegen eines elektrischen Feldes, das die Potentialschwelle etwas erniedrigt; aus [1]

## 2. Feldemission

Die elektrische Durchbruchfeldstärke von Luft, die sowohl mittels elektrischer Entladung sowie über nichtlineare optische Effekte beim elektrischen Durchbruch eines fokussierten Laserstrahls vermessen werden kann [3, 4], beträgt bei Atmosphärendruck  $2-3 \cdot 10^4$  V/cm und setzt damit der Feldstärke an der Kugeloberfläche eine Grenze. Auch bei vermindertem Druck wird diese Grenzfeldstärke zunächst nicht überschritten, so lange noch selbständige Entladung mit den vorhandenen Gasresten auftreten kann. Erst im Bereich von  $10^{-7}-10^{-8}$  mbar kann die Feldstärke auf höhere Werte gesteigert werden und erreicht dann einige  $10^7$  V/cm.

Die Elektronen an der Oberfläche eines Metalls sind in einem Potentialtopf gefangen, dessen energetische Obergrenze als *Fermi-Niveau* (*Fermi-Grenze*) bezeichnet wird, da Elektronen aufgrund ihres halbzahligen Spins der *Fermi-Statistik* unterliegen (*Pauli-Verbot*). Ein starkes elektrisches Feld kann die Austrittsarbeit erniedrigen, d. h. die Potentialschwelle verkleinern (vgl. Abb. 3). Auch dann kann nach klassischer Rechnung jedoch der Potentialwall nicht überwunden werden. Die Deutung dieses Phänomens gelingt erst mit wellenmechanischen Betrachtungen.

Die Quantenmechanik gestattet eine gewisse Aufenthaltswahrscheinlichkeit außerhalb des Potentialkastens, und dies ist die Ursache für das nichtklassische Durchtunneln des Potentialwalls. Eine ausführliche mathematische Darstellung findet sich in [5]. Die Stromdichte bei der durch den Tunneleffekt bedingten Feldemission („kalte Emission“) ergibt sich aus der *Fowler-Nordheim-Gleichung*:

$$j = 1,54 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{A} e^{-\left(6,9 \cdot 10^7 \frac{A^{3/2}}{E}\right)} \quad (2)$$

$j$  = Stromdichte in A/cm<sup>2</sup>  
 $E$  = Feldstärke vor der Kathode in V/cm  
 $A$  = Austrittsarbeit in V  
 $\nu(E, A)$  = Korrekturfaktor

Wird  $\ln j/E^2$  gegen  $E^{-1}$  aufgetragen, so kann man aus der Steigung der resultierenden Geraden die Austrittsarbeit  $A$  entnehmen [6]. Um die für die Feldemission nötigen hohen Feldstärken  $\geq 10^7$  V/cm zu erreichen,

werden in der FEM feinste Spitzen mit Krümmungsradien um 100 nm eingesetzt. Für die Abschätzung der Feldstärke an der Spitzenkalotte können in Näherung die Betrachtungen für Kugelkondensatoren herangezogen werden [7], die für  $E$  folgenden Ausdruck liefern:

$$E \sim \frac{U}{r} \quad (3)$$

Die Feldemission kann auch bei dünnen Schichten beobachtet werden [8]: Auf einer metallischen Unterlage wird eine *dünne* nichtleitende Schicht (z. B. Oxidschicht) erzeugt und darauf eine Deckelektrode aufgedampft. Bei einer 10 nm starken Oxidhaut erhält man einen Plattenkondensator mit der Feldstärke

$$E = U/d = 10^7 \text{ V/cm}$$

beim Anlegen einer positiven Spannung von 10 V an die Golddeckelektrode. Aus der Unterlage werden Elektronen per Feldemission abgelöst, von denen ein Teil aus der Deckelektrode (= Kaltkathode, Tunnelektrode) bei typischen Stromdichten um  $0,1 \text{ A/cm}^2$  ins Vakuum gelangen (vgl. Abb. 3).

Die Energieverteilung der an einer Oberfläche ausgelösten Elektronen ist in Abb. 4 dargestellt. Die Verteilungsfunktion ist durch die wahrscheinlichste Energie der Elektronen und durch die Halbwertbreite  $\Delta E$  charakterisiert.

Für die Energieverteilung der Elektronenemission normal und tangential zur Kathodenspitze ergibt sich:

$$\Delta E_n = 2,4 \cdot 10^{-8} \frac{E}{\sqrt{A}} \quad (4)$$

$$\Delta E_t = 0,67 \cdot 10^{-8} \frac{E}{\sqrt{A}}$$

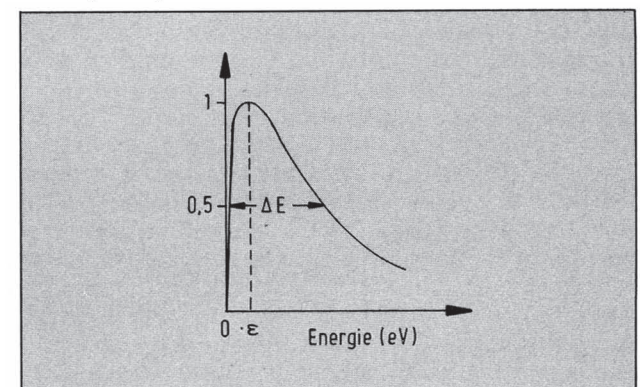
Für Wolfram mit einer Austrittsarbeit von 4,5 V ergibt sich bei

$$E = 4 \cdot 10^7 \text{ V/cm}; \quad \Delta E_n = 0,45 \text{ V}; \quad \Delta E_t = 0,13 \text{ V}.$$

## 3. Auflösungsgrenze der Feldelektronenmikroskopie

Die per Feldemission aus der Elektrode austretenden Elektronen werden im kugelsymmetrischen Feld um die Spitze normal zur Oberfläche beschleunigt. Die Spitzenkalotte wird durch radiale Projektion abgebildet.

Abb. 4. Energieverteilung der an einer Oberfläche abgelösten Elektronen (s. Text)



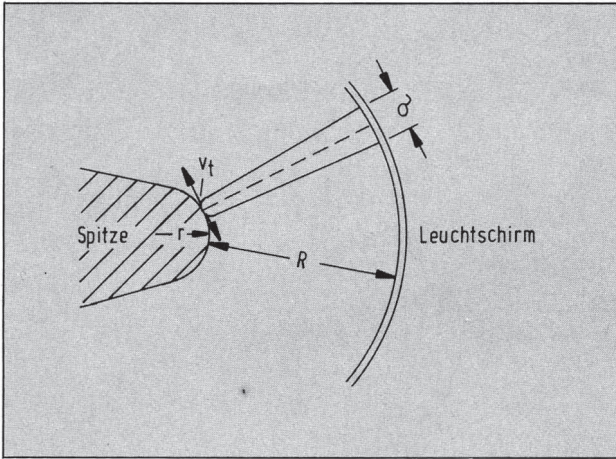


Abb. 5. Ein Objektpunkt wird als Fehlerscheibchen mit dem Durchmesser  $\delta$  auf dem Leuchtschirm abgebildet; aus [1]

Das Vergrößerungsverhältnis bei dieser Abbildung ist wie folgt gegeben:

$$\text{Vergrößerung} = \frac{R}{r\beta} \quad (5)$$

$R$  = Radius der Glaskalotte  
 $r$  = Krümmungsradius der W-Spitze

Der Faktor  $\beta$  berücksichtigt, daß man es nicht mit einer frei im Raum schwebenden Halbkugel (Elektrode), sondern mit einer Halbkugel auf einem Kegelstumpf zu tun hat.  $\beta$  nimmt etwa den Wert 1,5 an [1, 9]. Eine grobe Abschätzung bei der in Abb. 2 gezeigten Leybold-Röhre ergibt bei einem Krümmungsradius der Spitze von 0,1–0,2  $\mu\text{m}$  und einem Kolbenradius  $R = 5 \text{ cm}$  Vergrößerung von  $2,5 \cdot 10^5$  –  $5 \cdot 10^5$ . Die Auflösungsgrenze des FEM ist dadurch bedingt, daß die Elektronen nicht exakt radial aus der Elektrode austreten, sondern eine tangentiale Geschwindigkeitskomponente  $\bar{v}_t$  tragen. Dies führt dazu, daß ein Objektpunkt sich als Fehlerscheibchen von Durchmesser  $\delta_1$  auf dem Leuchtschirm abbildet (vgl. Abb. 5)

$$\delta_1 = 2 \bar{v}_t \cdot t \quad (6)$$

$\delta_1$  = Durchmesser des Beugungsscheibchens  
 $t$  = Flugzeit des Elektrons von der Spitze zum Leuchtschirm  
 $\bar{v}_t$  = tangentiale Geschwindigkeitskomponente

Die Flugzeit ergibt sich aus der Energieerhaltung: Beschleunigungsarbeit = kinetische Energie:

$$eU = \frac{1}{2} mv^2 \quad (7)$$

$v$  = Geschwindigkeit der beschleunigten Elektronen  
 $U$  = Beschleunigungsspannung  
 $m$  = Elektronenmasse  $9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$   
 $e$  = Elementarladung  $1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ As}$   
 $R$  = Radius des Glaskolbens (s. Abb. 5)

sowie der Beziehung:

$$t = R/v \quad (8a)$$

$$t = R \sqrt{\frac{m}{2eU}} \quad (8b)$$

Setzt man das Beugungsscheibchen in Beziehung zum Objekt, so ergibt sich eine Auflösungsgrenze  $G$ :

$$G = \frac{\delta_1}{\text{Vergrößerung}} \quad (9a)$$

Eingesetzt:

$$G = 2\bar{v}_t R \cdot \sqrt{\frac{m}{2eU} \cdot \frac{r\beta}{R}} = 2r\beta \sqrt{\frac{E_t}{eU}} \quad (9b)$$

Die Beziehung (9b) enthält  $\bar{E}_t$ , die mittlere tangentiale Energie der Elektronen an der Spitze, und zeigt, daß die Auflösung mit Steigerung der Beschleunigungsspannung  $U$  zunimmt. Erhöht man aber die Spannung zu rasch oder über eine bestimmte Grenze hinaus, so „fliegt“ die Spitze davon. Nach *E. W. Müller* kann man außerdem mit der *Heisenbergschen* Unschärferelation [10] Fehlerscheibchen abschätzen, die durch die Materiewellenlänge gegeben sind. Die Unschärferelation gibt für das Produkt aus Orts- und Impulsunsicherheit (allgemein das Produkt aus der Unbestimmtheit sogenannter kanonischer Größen) als Untergrenze das *Plancksche* Wirkungsquantum an:

$$\Delta p \cdot \Delta x \approx \frac{\hbar}{2} = \frac{h}{4\pi} \quad (10)$$

$p$  = linearer Impuls ( $p = mv$ )  
 $\Delta p$  = Impulsunsicherheit  
 $\Delta x$  = Ortsunsicherheit  
 $h = 6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$   
 $\hbar = h/2\pi$

Ein Teilchen (Elektron), das den kleinsten auflösbaren Bezirk auf der Objektoberfläche passiert, hat nach *Heisenberg* die tangentiale Impulsunsicherheit:

$$\Delta(mv_t) \approx \frac{h}{\Delta x_t \cdot 4\pi} \quad (11a)$$

Damit ergibt sich eine Unschärfe der tangentialen Geschwindigkeit von:

$$\Delta v_t \approx \frac{h}{m \cdot \Delta x_t \cdot 4\pi} \quad (11b)$$

Das Fehlerscheibchen auf dem Leuchtschirm hat nach (6) die Größe:

$$\delta_2 \approx \frac{h}{m \cdot \Delta x_t \cdot 2\pi} \quad (12)$$

Setzt man (8b) in (12) ein und überlagert die beiden abgeschätzten Fehlerscheibchen, so erhält man als Ergebnis der Rechnung mit Einführung der Materiewellenlänge

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2eUm}} \quad (13)$$

die Auflösungsgrenze  $G$ :  $G = \frac{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}}{\text{Vergrößerung}}$

$$G = \sqrt{\frac{4r^2 \beta^2}{eU} \bar{E}_t + \frac{r\beta\lambda}{\pi}} \quad (14)$$

Der Beziehung (14) ist zu entnehmen, daß bei großem Radius  $r$  der Wellenlängenfaktor die Auflösungsgrenze beeinflusst.

#### 4. Feldionenmikroskopie

Das Grundprinzip der ebenfalls von *E. W. Müller* entwickelten Feldionenmikroskopie zeigt Abb. 6 [11]. Sie wird hier unter anderem deshalb kurz angesprochen, da mit ihr Feldstärken von über 600 MV/cm erreicht werden können und gleichzeitig der Einfluß der dadurch hervorgerufenen starken Zugkräfte (300

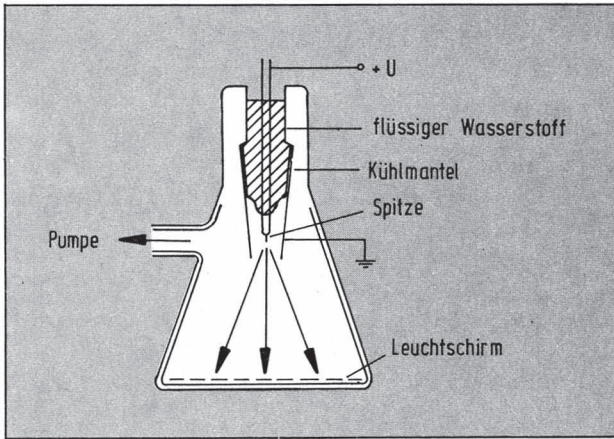


Abb. 6. Schematische Darstellung eines Feldionenmikroskops. Die Wolframspitze ist wie beim FEM kleiner als die Wellenlänge sichtbaren Lichts, wird hier jedoch als wasserstoffgekühlte Anode geschaltet; aus [1]

MV/cm  $\cong$  4000 N/mm<sup>2</sup>) auf das Gitter des Elektrodenmaterials beobachtet werden kann. Die Platinmetalle, sowie Wolfram, Molybdaen, Rhenium zeigen unter dieser Spannung eine bemerkenswerte Stabilität, und Feldverdampfung erfolgt erst bei Feldstärken über 600 MV/cm, ein Effekt, der z. B. bei Eisen, Kupfer und Zink schon bei etwa halb so großen Feldstärken auftritt.

In der Feldionenmikroskopie ist die Spitzenelektrode die Anode, an die somit bedenkenlos bis zu 20 kV Hochspannung gelegt werden kann.

Die Restgasmoleküle, bzw. unter definierten Bedingungen eingelassene Gase, werden in der Anodennähe polarisiert, somit angezogen und an der Oberfläche ionisiert. Die danach wegfliegenden Kationen bilden die Anode durch Radialprojektion auf den Leuchtschirm ab. Die Vergrößerung, die wiederum durch (5) beschrieben wird, erreicht die Werte von 10<sup>5</sup>–10<sup>6</sup>. Das Auflösungsvermögen ist durch die thermische Energie  $E_{th}$  der Ionen gegeben, die zu einer Tangentialkomponente des Ionenimpulses führt:

$$E_{th} = 3/2 kT \quad (15)$$

$k$  = Boltzmann-Konstante  $1,3806 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$   
 $T$  = absolute Temperatur

Sie ist mit 0,04 eV wesentlich kleiner als bei den Elektronen, und zudem kann die Anode mit flüssigem Wasserstoff ( $T = 21 \text{ K}$ ) (s. Abb. 6) gekühlt werden. Da die Materiewellenlänge von Ionen (z. B. He, Ar) wesentlich geringer ist als die von Elektronen, kann in

Gleichung (14) das Wellenlängenglied entfallen. Die Auflösungsgrenze ergibt sich so zu:

$$G = 2r\beta \sqrt{\frac{E_t}{eU}} \quad (16)$$

Auch die Möglichkeit höhere Spannungen anzulegen, steigert die Auflösungsfähigkeit der Feldionenmikroskopie.

Für  $U = 20 \text{ kV}$ ,  $r = 100 \text{ nm}$ ,  $E_{th} (21 \text{ K}) = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ ,  $\beta = 1,5$  wird  $G$  kleiner 0,1 nm. Experimentell kann die Auflösung von 0,2–0,3 nm erreicht werden, wobei sich die Anwesenheit oder das Fehlen eines Atoms im Anodengitter bemerkbar macht. Empfindlich reagiert die Feldionenmikroskopie auf aus der Fläche herausragende Atome wegen der lokalen Erhöhung der Feldstärke und damit der gesteigerten Ionisierungswahrscheinlichkeit in diesem Bereich.

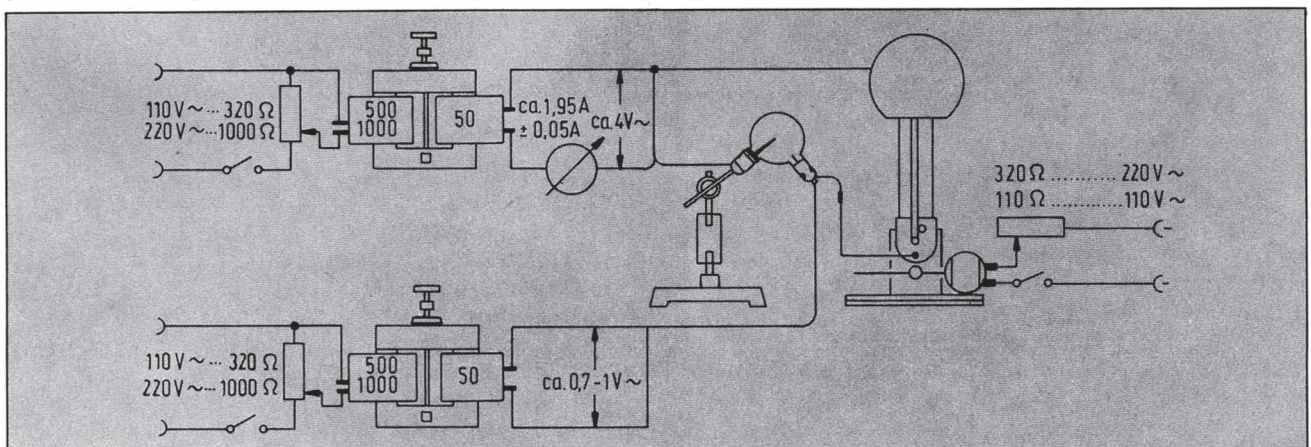
## 5. Das Feldelektronenmikroskop im Experiment

### 5.1 Betrachtung einer Wolframspitze Chemikalien und Material:

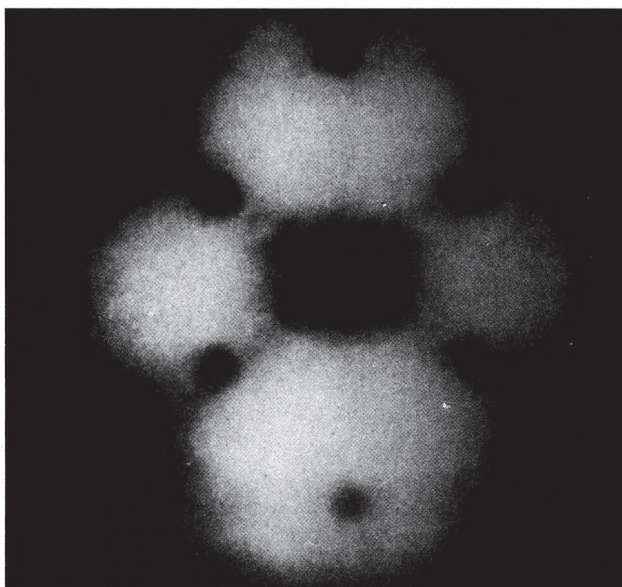
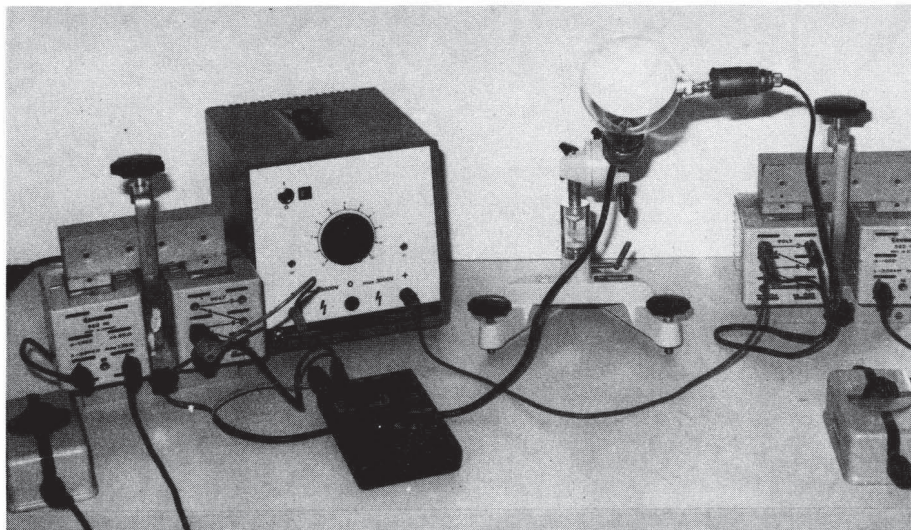
Feldelektronenmikroskop mit Bariumvorrat 55460 Leybold Heraeus; Hochspannungsnetzgerät 6 kV; Ampèremeter Güteklasse 1,5 Vollausschlag 2–3 A; zwei Heizspannungsquellen 4 V und 1 V mit ausreichendem Isolationswiderstand, gut geeignet ist der Leybold-Experimentiertrafo mit Zubehör;

Als ideale Hochspannungsquelle empfiehlt der Hersteller einen Bandgenerator, da bedingt durch nachgeschaltete Kondensatoren bei einer Entladung die Wolframspitze beschädigt werden könnte. Das Experiment kann jedoch durchaus auch mit einem Hochspannungsnetzgerät ausgeführt werden, wenn gewährleistet ist, daß die Spannung (max. etwa 6 kV) langsam hoch- und heruntergeregelt wird. Vor Anlegen der Hochspannung empfiehlt es sich, die Wolframspitze durch vorsichtiges Ausheizen zu säubern. Die Gesamtschaltung für alle Experimente ist in den Abb. 7 und 8 wiedergegeben. Besonders sorgfältig sind die Heizströme zu überwachen. Bei der Kathodenheizung wird bei  $1,95 \text{ A} \pm 0,05 \text{ A}$  etwa eine Minute bei heller Weißglut geheizt. Danach regelt man die Hochspannung vorsichtig bis zu 6 kV hoch. Es bietet sich dem Betrachter das Bild der Wolframspitze (s. Abb. 9). Die Wolframspitze von 0,1–0,2  $\mu\text{m}$  Radius besteht aus einem Einkristall. Das Wolframgitter ist

Abb. 7. Verdrahtungsschema für Experimente mit dem FEM 55460. Als Hochspannungsquelle dient ein motorgetriebener Bandgenerator. Zwei gut isolierte Niederspannungstrafos erzeugen die nötigen Heizströme; aus [4]

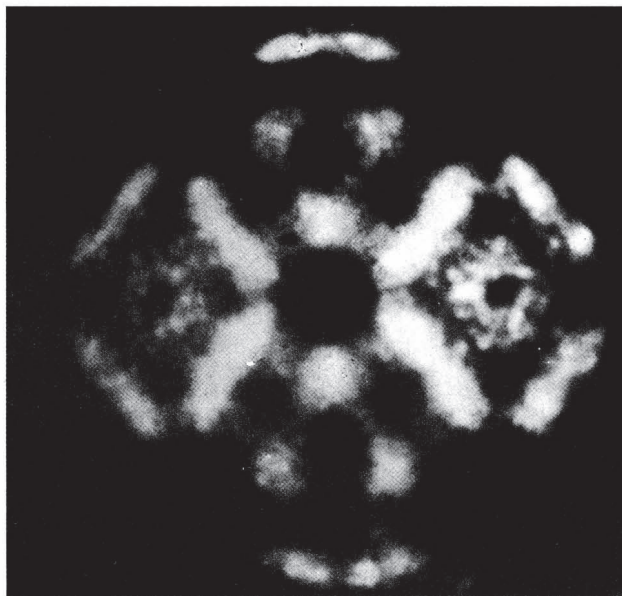


**Abb. 8.** Prinzipiell gleicher Versuchsaufbau wie in Abb. 7, aber mit einem Hochspannungsnetzgerät (6 kV) und über Phasenanschnittsteuerung geregelten Heizspannungsquellen (Photo Leybold)



**Abb. 9.** Leuchtschirmbild einer frisch ausgeheizten Wolframspitze (Photo Hermeland Kreß, Leybold)

**Abb. 10.** Leuchtschirmbild einer mit Barium belegten Wolfram-Elektrode; es werden durch lokale Variation der Austrittsarbeit weitere Dunkelstellen sichtbar, vgl. mit Abb. 9 und 12 (Photo Hermeland Kreß)

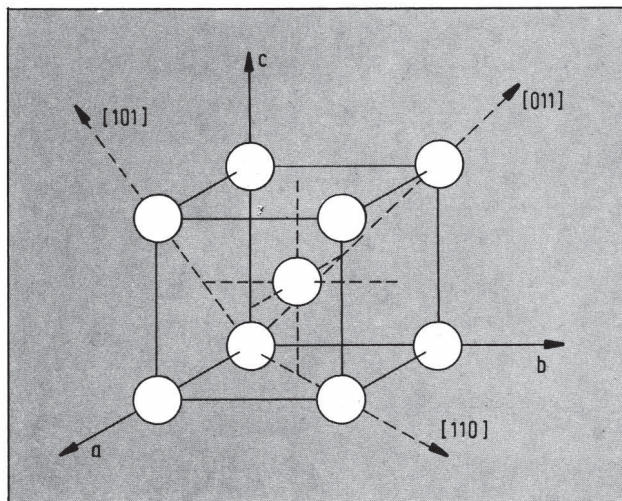


kubisch-innenzentriert, mit einer Kantenlänge von 316 pm (vgl. Abb. 11). Durch den Herstellungsprozeß ist die Orientierung der Kristallachsen dergestalt, daß eine Würfelächendiagonale in der Längsrichtung der Spitze durch den Zenit ihrer Kalotte geht. Diese Richtung (110) ist in Abb. 11 gestrichelt angedeutet. Die zu ihr senkrechte Ebene hat nach kristallographischer Indizierung die Kennzeichnung (110). In der Bildmitte (Abb. 9, 10) befindet sich die wegen ihrer hohen Austrittsarbeit dunkel erscheinende (110)-Fläche. Rechts und links von der Mitte erscheinen hell die (111)- bzw. (11 $\bar{1}$ )-Fläche. Um diese liegen mit dreizähliger Symmetrie dunkle Flächen (s. Abb. 12).

## 5.2 Bariumbedampfung

Zur Untersuchung des Einflusses von Adsorption an der Wolframspitze und deren Emissionsverhalten besitzt die Anode einen beheizbaren Bariumvorrat. Spannung und Strom können hier leider nicht genau angegeben werden, deshalb ist mit großer Vorsicht zu arbeiten, damit die Heizwendel nicht durchbrennt. Im allgemeinen ist eine Spannung von 1–2 V richtig. Bei eingeschalteter Hochspannung wird der Heizstrom *extrem langsam* stufenweise so weit erhöht, bis die Wendel irgendwo schwache Rotglut zeigt (keinesfalls Gelb- oder Weißglut!); 10–20 s Beheizung des Barium-

**Abb. 11.** Bild des kubisch-innenzentrierten Wolframgitters mit einer Kantenlänge von 316 pm. Durch den Herstellungsprozeß fällt die Achse der Wolframkathode mit der Flächendiagonale im Wolframgitter zusammen; aus [4]





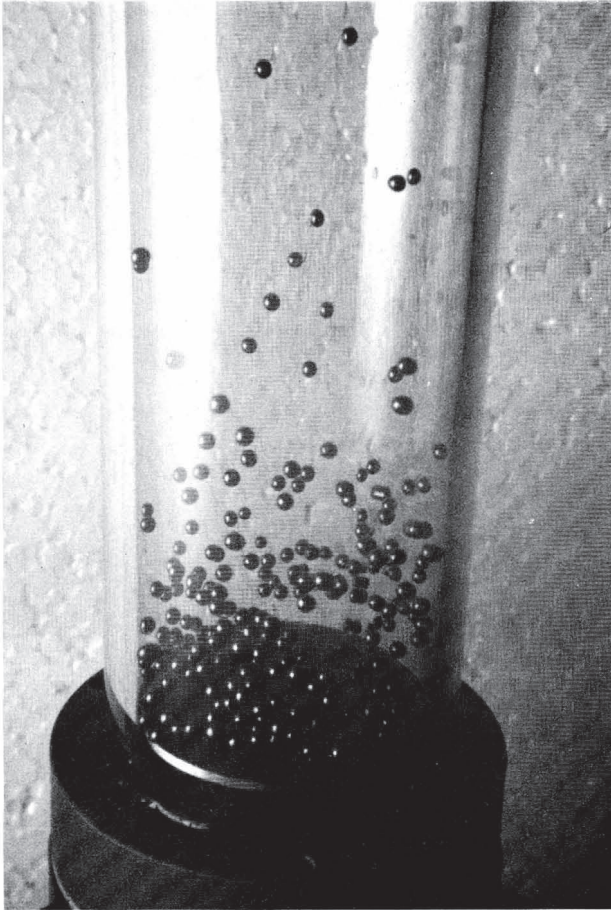


Abb. 16. Modellversuch zur *Brownschen* Molekularbewegung und Gaskinetik. Wird ein Ensemble identischer Kugeln von einer schwingenden Membran erregt, so erhält man eine charakteristische Energieverteilung; aus [3]

Makroskopische Modellversuche der Elektrostatik zeigen eine Feldlinienaufspreizung, wie sie schematisch Abb. 15 zeigt und führen zu der obigen Diskrepanz bei der Verstärkung. Daß es sich bei den bei Bedampfung wie Schnee auf die Kathode herabfallenden weißen Punkten um Barium-Atome und nicht um größere Aggregate handelt, scheint erwiesen [12]; Müller hat diese Annahme erstmals 1938 ausgesprochen [13] und später durch Messung der Kontrastierung sowie Aktivierungsenergie der Oberflächenwanderung bestätigen können.

„Für die Sichtbarmachung einzelner Atome in den elektronenoptischen Durchstrahlungsmikroskopen bestehen z. Zt. noch keine günstigen Aussichten. Der kleinste Abstand zweier getrennt wahrnehmbarer Objekte ist immer noch etwa 5-mal größer als die mittleren Atomabstände in den Kristallgittern. Aber auch beim Erreichen des notwendigen Auflösungsvermögens oder mit einer dispersen Anordnung einzelner atomarer Objekte ist der Erfolg wegen des geringen Kontrastes und der Gefahr der Objektbeeinflussung durch die hohe Strahlenintensität zweifelhaft [19]. Das elektronenoptische Emissionsmikroskop bleibt wegen zu geringer Auflösung noch weiter zurück, solange die elektrische Feldstärke an der Kathode nicht wesentlich gesteigert werden kann.

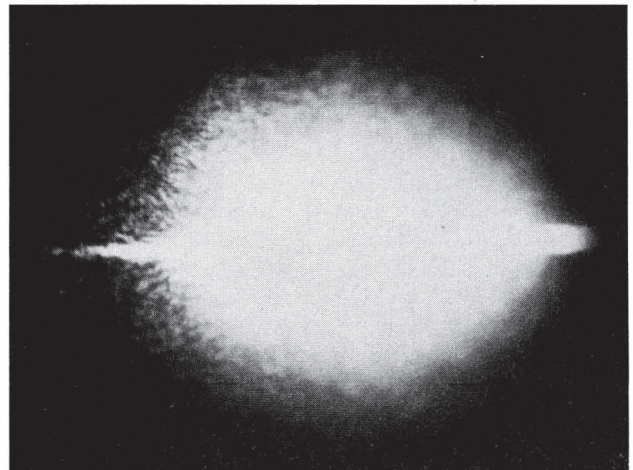
Im Gegensatz dazu werden in dem ohne fokussierende Abbildung arbeitenden Feldelektronenmikroskop [13, 17, 18] einzelne Atome unter besonderen Umständen sichtbar. Zwar ist sein Auflösungsvermögen bei einer Abbildung flächenhafter Objekte nur ebenso

groß wie das der besten Elektronenmikroskope, aber da für den Kontrast ganz andere Verhältnisse maßgebend sind, können genügend weit auseinanderliegende einzelne Atome als Streuscheibchen in ähnlicher Weise beobachtet werden wie sublichtmikroskopische Objekte im optischen Ultramikroskop. . .

. . . Bei der Unvollkommenheit aber, mit der der wirkliche Emissionsmechanismus von solchen Modellen her erfaßt werden kann, dürfte es besser sein, die Sichtbarkeitsbedingungen für Einzelatome nicht weiter als im folgenden zu präzisieren: Die Teilchen müssen in einem das Auflösungsvermögen überschreitenden Abstände auf glatten Kristallflächen möglichst weit hervorstehtend adsorbiert sein und ihr Durchmesser soll möglichst groß sein, jedenfalls nicht kleiner als der der Unterlageatome. Im letzten Grenzfalle sind Einzelatome eben noch zu erkennen, wenn sie auf dichtest besetzten vollständigen Netzebenen der Unterlage aufsitzen“ [12].

Nachdem der atomare Charakter der Bildpunkte nachgewiesen ist, steht mit der bedampften Wolframspitze eine geeignete Anordnung zur direkten Demonstration der *Brownschen* Molekularbewegung [14] zur Verfügung, wenn man die Wolframelektrode schwach bis zur Rotglut aufheizt — nicht weiter, sonst erleidet die Spitze Schaden. Zuerst beginnen die Barium-Atome auf den außenliegenden „Punkten“ und auf dem mittleren „Punkt“ immer häufiger ihre Plätze zu wechseln, wobei nur das „Aufblitzen“ nach einem solchen Platzwechselfvorgang gesehen werden kann. Bei weiterem Aufheizen beginnen sich auch die Barium-Atome auf den hellen Stellen immer stärker zu bewegen, man sieht ein lebhaftes Flimmern. Bei Steigerung der Erwärmung ziehen sich die Atome auf bestimmte Orte zwischen den dunklen Stellen des Bildes zurück. Eine weitere Erhöhung des Heizstroms soll bei angelegter Hochspannung unterbleiben. Man kann aber nach jeder Stufe die Heizung zurück und die Hochspannung zur Beobachtung *danach* wieder hochregeln; so kann der Punkt eingekreist werden, bei dem die Bewegung der Barium-Atome so heftig wird, daß nicht nur die Aktivierungsenergie des Platzwechselfvorgangs aufgebracht wird, sondern einzelne Atome die Oberfläche verlassen, wie dies Abb. 16 im Modellexperiment zeigt. Abb. 17 aus [3] zeigt ein optisch ähnliches Granulationsbild der *Brownschen* Bewegung bei der Durchstrahlung einer Al-Flitter/Wasser/Alkohol-Suspension [15, 16].

Abb. 17. Durchstrahlt man eine Aluminium-Suspension mit einem Helium-Neon-Laser, resultiert ein Granulationsbild der *Brownschen* Bewegung analog dem der geheizten, mit Barium belegten Wolframelektrode; aus [15]



---

### Literatur

- [1] *H. Seiler*, Abbildungen von Oberflächen (Reihe: BI Hochschultaschenbücher 428). — Mannheim-Zürich 1968
- [2] *E. W. Müller*, Atome und Moleküle werden sichtbar — Das Feldelektronenmikroskop, — Umschau **5**, 761 (1950)
- [3] *R. Schwankner*, Laseranwendungen in der Experimentalchemie — Ein Praktikum. — München-Wien 1978
- [4] *Leybold* Gerätekarte 55460
- [5] *E. W. Schpolksi*, Atomphysik I, — Berlin 1974
- [6] *R. H. Good* und *E. W. Müller*, Field Emission. Handbuch der Physik **21**, 176, 1956
- [7] *Ch. Gerthsen*, *H. O. Kneser* und *H. Vogel*, Physik. Berlin-Heidelberg-New York 1974
- [8] *L. Eckertova*, Feldkathoden mit dünnen Isolatorschichten. Phys. sat. sol. **18**, 3 (1966)
- [9] *E. W. Müller*, Feldemission. Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften **27**, 290 (1956)
- [10] *W. Heisenberg*, Über den anschaulichen Inhalt quantentheoretischer Kinematik und Mechanik. Z. Phys. **43**, 173 (1927)
- [11] *E. W. Müller*, Field-ion microscopy. Advances in Electronics and Electron Physics **13**, 83 (1960)
- [12] *E. W. Müller*, Die Sichtbarmachung einzelner Atome und Moleküle im Feldelektronenmikroskop. — Z. f. Naturforsch. **5a**, 473 (1950)
- [13] *E. W. Müller*, Z. Phys. **108**, 668 (1938)
- [14] *R. Brown*, Ann. Phys. Chem. (2), 294 (1828)
- [15] *R. Schwankner*, Zur Brownschen Molekularbewegung. Laser und Elektrooptik **11**, 39 (4/1979)
- [16] *H. Schröder*, Atomphysik in Versuchen. — Braunschweig 1966
- [17] *E. W. Müller*, Z. Phys. **106**, 541 (1937)
- [18] *E. W. Müller*, Z. Phys. **126**, 642 (1949)
- [19] *H. Boersch*, Z. Phys. **127**, 391 (1950)
- [20] *R. Schwankner* und *M. Eiswirth*, Themen zur Festkörperchemie — Präparation und Spektroskopie. — Aulis Verlag Köln, in Vorbereitung

### Anschrift des Verfassers:

Dipl.-Chem. *Robert Schwankner*, Wissenschaftliches Studententeam, Scheibenstr. 18, 8220 Traunstein